

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Зарядовый радиус протона

К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский

Одной из ярких проблем физики последнего десятилетия являлась так называемая загадка зарядового радиуса протона. Существенное, в четыре стандартных отклонения (4σ), отличие значений среднеквадратичного зарядового радиуса протона, которые были измерены в обыкновенном и мюонном водороде, вызвало активные дискуссии среди как экспериментаторов, так и теоретиков, занимающихся расчётами квантовой электродинамики. Проблема ещё более обострялась (до 7σ), если учитывались данные, полученные по рассеянию электронов на протонах. Рассмотрены различные методы, позволяющие измерить зарядовый радиус протона, проанализировано возникновение загадки, а также представлены результаты последних экспериментов, нацеленных на её разрешение.

Ключевые слова: радиус протона, атом водорода, мюонный водород, загадка радиуса протона, постоянная Ридберга, однофотонная спектроскопия, e-p-рассеяние

PACS numbers: 06.20.Jr, 06.30.Ft, 12.20.Fv, 32.10.Fn, 32.30.Jc, 42.62.Fi

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.06.038986>

Содержание

1. Введение (1095).
 2. Что такое зарядовый радиус протона (1096).
 3. Определение зарядового радиуса протона из спектроскопии атома водорода (1098).
 4. Лэмбовский сдвиг в мюонном водороде (1100).
 5. Загадка зарядового радиуса протона (1101).
 6. Мюонный дейтерий (1102).
 7. Новые измерения радиуса протона из спектроскопии обычного водорода (1103).
 - 7.1. Спектроскопия однофотонного перехода $2S-4P$ на криогенном пучке.
 - 7.2. Измерение лэмбовского сдвига в водороде.
 8. Двухфотонная спектроскопия $1S-3S$ (1104).
 9. Заключение (1105).
- Список литературы (1105).

1. Введение

История зарядового радиуса протона (r_p) берёт начало в экспериментах по рассеянию высокоэнергетичных электронов на протонах, целью которых являлось исследование электромагнитной структуры протона и нейтрона. Позднее картина была дополнена экспериментами по прецизионной радиочастотной и лазерной спектроскопии атома водорода, откуда независимо было получено

значение r_p . Важность этой константы для фундаментальной физики, в частности, объясняется тем, что она вносит ключевую погрешность в определение постоянной Ридберга (коэффициент корреляции этих двух констант 98,9%). В свою очередь постоянная Ридберга $R_\infty = m_e c \alpha^2 / (2h)$, где h — постоянная Планка, m_e — масса электрона, c — скорость света в вакууме, α — постоянная тонкой структуры, переводит атомную систему единиц в СИ и является опорной при определении целого ряда других фундаментальных констант.

Около десяти лет назад в Институте Пауля Шеррера (Paul Scherrer Institute, PSI) (Швейцария) был спланирован и реализован ещё один независимый метод определения зарядового радиуса протона — на этот раз из высокочувствительного эксперимента по спектроскопии экзотического мюонного водорода μp , представляющего собой связанную систему из протона и отрицательно заряженного мюона. Как и электрон, мюон является лептоном, что позволяет использовать канонические методы квантовой электродинамики (КЭД) связанных систем. Однако мюон в 207 раз тяжелее электрона, следовательно, боровский радиус мюона оказывается равным $a_0/207$, где $a_0 = \hbar / (m_e c \alpha)$ — боровский радиус электрона. Соответственно пропорциональный $|\psi(0)|^2$ вклад поправок, возникающих за счёт перекрытия волновой функции $\psi(\mathbf{r})$ с ядром, возрастает на много порядков. Несмотря на то что время жизни мюона всего 2 мкс, оказалось возможным измерить лэмбовский сдвиг методом лазерной спектроскопии на длине волны 6 мкм и на порядок уточнить величину r_p .

Как и в случае других фундаментальных констант, "табличное" значение радиуса протона определяется Рабочей группой по фундаментальным константам Комитета по данным для науки и техники — CODATA (Committee on Data for Science and Technology), задачей которой является согласование констант с учётом по-

К.Ю. Хабарова^(1,а), Н.Н. Колачевский^(1,2)⁽¹⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация⁽²⁾ Российский квантовый центр, ул. Новая 100, 143025 Сколково, Московская обл., Российская ФедерацияE-mail: ^(а) kseniakhabarova@gmail.com

Статья поступила 11 февраля 2021 г., после доработки 4 июня 2021 г.

грешностей различных измерений и корреляций между ними [1]. Однако эксперименты с мюонным водородом, выполненные в 2010 г., неожиданно привели к результату, который противоречил данным, полученным как из экспериментов с обычным водородом, так и из рассеяния электронов. Отличие было существенным (около 7σ), что указывало на глубинную проблему и не позволяло корректно усреднить результаты экспериментов трёх типов. Сформировалась так называемая загадка радиуса протона. Был высказан ряд гипотез, которые могли бы объяснить природу полученного расхождения, начиная с ошибок в экспериментах и заканчивая неполнотой Стандартной модели. В поисках решения загадки были проведены теоретические исследования, в которых велся поиск "новой физики", а также выполнены последующие эксперименты, призванные пролить свет на проблему.

Однако эксперименты 2016 года в PSI с мюонным дейтерием опять привели к существенному ($7,5\sigma$) отличию зарядового радиуса дейтрона r_d от радиуса обычного дейтерия. Это ещё более углубило загадку зарядового радиуса. Возникло две группы внутренне согласованных результатов: в электронных системах (обычный водород, рассеяние электронов) и в мюонных системах. Появилось подозрение, что поведение мюона и его взаимодействие с заряженным центром не полностью описываются методами КЭД и существуют дополнительные поправки, характерные только для мюонных систем. Обращает на себя внимание величина необходимой корректировки теоретических вычислений в мюонных системах, составляющая 140σ для μp и 22σ для μd .

Однако могут быть и гораздо более простые причины наблюдаемых расхождений, которые находятся в рамках принятой сегодня модели физики и восходят к использованным экспериментальным методикам и методам обработки данных. В случае рассеяния электронов на протонах модельные ошибки экстраполяции передаваемого на ядро импульса могут достаточно легко объяснить наблюдаемое расхождение. Не менее вероятны неучтённые проблемы в спектроскопических экспериментах с обычным водородом: необходимая корректировка в 4σ может возникнуть вследствие ошибок в определении центров соответствующих спектральных линий. Причём для спектрально широких линий переходов в возбуждённые состояния обычного водорода (3S, 4P, 8D и пр. с характерной наблюдаемой шириной линии ~ 10 МГц) это соответствует погрешности всего в $1/1000$ от ширины линии. Для мюонных экспериментов такая возможность тоже существует, но тогда надо "промахнуться" на $1/4$ спектральной ширины линии.

Из этого простого анализа становится понятно, что разрешить загадку радиуса протона без новых экспериментов, опирающихся на использование новых методик, если не невозможно, то чрезвычайно трудно. При этом основное внимание должно быть уделено экспериментам с обычным водородом и, возможно, экспериментам по рассеянию. Научное сообщество на протяжении уже почти десяти лет заинтриговано таинственным протоном. Что всё-таки лежит в основе загадки? Экспериментальные ошибки или новая, неизведанная область физики?

2. Что такое зарядовый радиус протона

Давно известно, что протон не является точечной частицей и его диаметр порядка 10^{-15} м. В 1950-х годах было

доказано наличие у протона внутренней структуры. Эксперименты по рассеянию высокоэнергетических электронов на протон-содержащих мишенях, проведённые Робертом Хофштадтером, обнаружили отклонение наблюдаемых результатов от законов рассеяния, присущих точечным ядрам [4]. В 1961 году за открытия в области структуры нуклонов Р. Хофштадтер был удостоен Нобелевской премии по физике.

До этого открытия протон представлялся как частица, обладающая точечным зарядом и точечным магнитным моментом. В случае справедливости такого описания рассеяние электрона на протоне подчинялось бы закону, описываемому выведенной Розенблутом формулой, приведённой здесь в оригинальной записи [3]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rosenbluth}} = \sigma_{\text{NS}} \left\{ 1 + \frac{\hbar^2 q^2}{4M^2 c^2} [2(1+k)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} + k^2] \right\}, \quad (1)$$

где

$$\sigma_{\text{NS}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{e^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \times \frac{1}{1 + [2E_0/(Mc^2)] \sin^2(\theta/2)}, \quad (2)$$

$$q = \frac{2E_0}{\hbar c} \frac{\sin(\theta/2)}{\sqrt{1 + [2E_0/(Mc^2)] \sin^2(\theta/2)}}. \quad (3)$$

Здесь σ_{NS} — дифференциальное сечение моттовского рассеяния, $\theta \in \{0, \pi\}$ — лабораторный угол рассеяния, E_0 — лабораторная энергия налетающего электрона, M — масса протона, $k = 1,79$ соответствует аномальной части магнитного момента протона, q^2 — квадрат вектора четырёх-импульса, соответствующий передаваемому виртуальному фотону электромагнитного взаимодействия электрона с протоном [5]. Можно обратить внимание, что наличие аномальной (не дираковской) части магнитного момента протона уже указывает на его структуру, т.е. на неточечность.

Эксперименты по рассеянию электронов с энергией 188 МэВ на атомах водорода [6, 7] впервые показали, что протон должен быть конечного размера. В случае больших углов рассеяния экспериментальные точки оказались расположенными ниже теоретической кривой, описываемой моделью Розенблута (рис. 1). Для сравнения на рис. 1 также представлена кривая моттовского рассеяния σ_{NS} . Причём для более низкой энергии электронов (100 МэВ), при которой ожидаемые размерные эффекты малы, распределение углового рассеяния следовало закону рассеяния Розенблута вполне удовлетворительно, что исключало возможные погрешности эксперимента [7]. Таким образом, было обнаружено, что протон обладает распределённым зарядом.

Стало понятно, что наличие распределённого заряда в протоне должно искажать и кулоновский потенциал, определяющий энергетические уровни в атомах. Наиболее чувствительными к такому искажению потенциала являются S-состояния, для которых волновая функция отлична от нуля в начале координат.

Одновременно с пионерскими экспериментами Хофштадтера велись теоретические работы по анализу упру-

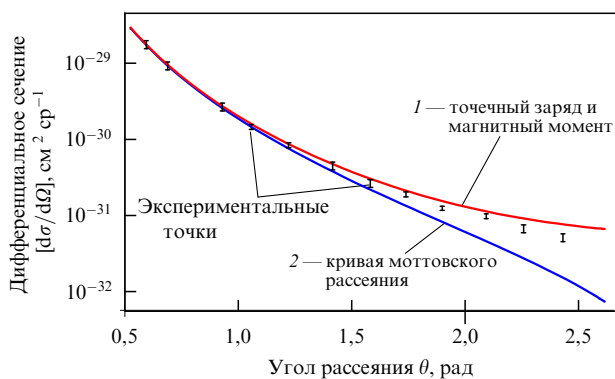


Рис. 1. Угловое распределение при рассеянии электронов на протонах. В предположении точечного заряда и магнитного момента протона ожидалась диаграмма рассеяния, соответствующая модели Розенблута (кривая 1) (см. выражение (3)). Экспериментальные точки (эксперимент по рассеянию электронов на водородной газовой мишени [7]) расположены ниже кривой 1, что подтверждает неточность заряда в протоне. Для сравнения также приведена кривая 2 моттовского рассеяния для модели точечного протона с зарядом +e без магнитного момента.

гого рассеяния электронов на нуклонах с использованием техники диаграмм Фейнмана. При этом предполагалось, что вклад борновского члена является доминирующим ввиду малости константы электромагнитного взаимодействия α . Были выведены фундаментальные выражения для адронных токов и определения двух инвариантных формфакторов, F_1 и F_2 , позднее названных формфакторами Дирака и Паули. В 1957 году Йени, Леви и Равенхолл [8] получили выражение для $e-p$ -сечения в терминах этих двух формфакторов, следуя работе Розенблута [9]. Для анализа экспериментальных данных удобнее использовать другой набор формфакторов, G_E и G_M [10, 11], связанных с F_1 и F_2 следующими соотношениями:

$$G_E = F_1 - \tau F_2, \tag{4}$$

$$G_M = F_1 + F_2. \tag{5}$$

Здесь $\tau = Q^2/(4M^2) > 0$ — величина, зависящая от переданного импульса, который в свою очередь определяется как $Q^2/(2M) = -q^2/(2M) = E_0 - E_1$, где E_1 — энергия рассеянного электрона. В этом случае дифференциальное сечение рассеяния можно записать следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{e^2}{2E_0 \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \frac{E_1}{E_0} \times \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \tag{6}$$

Первая часть выражения — резерфордское сечение, вторая дробь связана с эффектом отдачи, а третья состоит из двух слагаемых: 1) электрического/магнитного рассеяния с учётом структуры протона, 2) магнитной части, связанной со спином. При этом формфакторы в приближении $Q^2 \ll 1$ могут быть представлены как фурье-образы распределения заряда $\rho(\mathbf{r})$ и магнитного

момента $\mu(\mathbf{r})$ соответственно:

$$G_E(Q^2) \approx G_E(Q^2) = \int_{\text{vol}} \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{Qr}) d^3r, \tag{7}$$

$$G_M(Q^2) \approx G_M(Q^2) = \int_{\text{vol}} \mu(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{Qr}) d^3r. \tag{8}$$

При $Q \rightarrow 0$ формфакторы должны принять значения $G_E(0) = 1$ и $G_M(0) = 2,79$. Последняя величина равна магнитному моменту протона в единицах ядерного магнетона. В свою очередь из экспериментов при высоких энергиях (5–20 ГэВ) было обнаружено, что распределение заряда $\rho(r)$ лучше всего описывается экспоненциальным распределением

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \tag{9}$$

где $a \approx 0,24$ фм. Эта модель сегодня является общепринятой. Распределение магнитного момента совпадает с распределением заряда, и $G_M(Q^2) = 2,79 G_E(Q^2)$.

Зарядовый радиуса протона в экспериментах по упругому $e-p$ -рассеянию извлекается из электрического формфактора $G_E(Q^2)$ как функции переданного импульса Q^2 . Из формулы (6) для $Q^2 \ll 1$ видно, что сечение упругого рассеяния может быть представлено как произведение моттовского сечения для точечного электрона со спином 1/2 и фурье-преобразования зарядовой плотности протона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \sigma_{\text{Mott}} G_E^2(Q^2). \tag{10}$$

В борновском приближении для центрально симметричного распределения заряда после интегрирования по углам справедлива формула [15]

$$G_E(Q^2) = 1 + \sum_{n \geq 1} \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} \langle r^{2n} \rangle Q^{2n} = 1 - \frac{1}{6} Q^2 \langle r^2 \rangle + \frac{1}{120} Q^4 \langle r^4 \rangle + \dots, \tag{11}$$

которая получается разложением экспоненты в фурье-интеграле (7) по параметру rQ . Как видно, в разложение входят только средние значения чётных степеней r

$$\langle r^{2n} \rangle = \int r^{2n} 4\pi r^2 \rho(r) dr. \tag{12}$$

Из (11) следует, что, измерив электрический формфактор, можно модельно-независимым образом (без использования какой-либо модели распределения заряда) извлечь величину $\langle r^2 \rangle$.

Среднеквадратичный зарядовый радиус протона определяется как $r_E = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$, и он может быть получен из выражения (11) при устремлении передаваемого момента к нулю:

$$r_E = \sqrt{-\frac{6\hbar^2}{G_E(0)} \left. \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0}}. \tag{13}$$

В литературе часто используется термин "радиус протона" r_p , который приравнивается среднеквадратичному зарядовому радиусу, $r_p = r_E$, и составляет приблизительно 0,8 фм.

Требуется выполнить экстраполяцию экспериментальных данных $G_E(Q^2)$ в область нулевого значения пе-

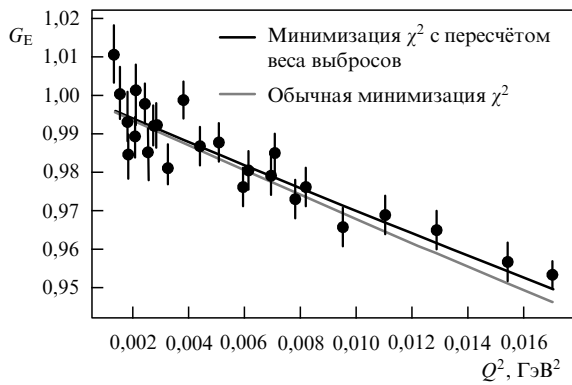


Рис. 2. Аппроксимация данных e - p -рассеяния разными методами при использовании модели с одним свободным параметром. Для обычной минимизации χ^2 аппроксимация даёт значение радиуса протона $r_p = 0,874$ фм. Использование подгоночной функции с уменьшенным весом точек с большими отклонениями приводит к значению $0,844$ фм. (Рисунок взят из [13].)

переданного импульса Q^2 и определить наклон касательной в точке $Q^2 = 0$, как показано на рис. 2. При этом важно отметить следующую проблему, возникающую при обработке экспериментальных данных. Хотя с точки зрения теории $G_E(0) = 1$, в эксперименте нельзя непосредственно измерить формфактор. Его вычисляют согласно формуле Розенблута из значения дифференциального сечения рассеяния, следовательно, он определяется с некоторой погрешностью: $G_E^{\text{exp}}(0) = 1 \pm \delta$. При обработке данных вводится дополнительный параметр нормировки a_G , который оказывается близким к единице. Таким образом,

$$\left. \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} = -\frac{\langle r_E^2 \rangle}{6\hbar^2 a_G}. \quad (14)$$

При точности определения r_p в 1% требуется предельно аккуратно измерять сечения с корректной нормировкой экспериментальных точек. Точность определения сечений ограничена точностью определения абсолютной светимости, которая в свою очередь ограничивается погрешностью определения плотности мишени и интенсивности электронного пучка [12].

В экспериментах по рассеянию основные источники систематических ошибок происходят из процедуры нормировки экспериментальных данных, в которой учитываются эффективность регистрации, чистота мишени, светимость и радиационные эффекты. В большинстве экспериментов использовались магнитные спектрометры, которые регистрировали или рассеянный электрон, или/и отдачу протона в твёрдой CH_n -мишени либо в жидкой или газовой водородной мишени. Для отделения полезного сигнала при упругом рассеянии от фоновых процессов использовались корреляционный метод и обратное отслеживание зарегистрированных частиц. Светимость, определяемая интенсивностью пучка и плотностью мишени, отслеживалась дополнительным детектором. Именно этот детектор обеспечивал возможность относительной нормировки данных, полученных при разных значениях энергии или угла, но при одном и том же значении переданного импульса Q^2 .

В последних экспериментах по e - p -рассеянию вопросам нормировки уделяется большое внимание, соответ-

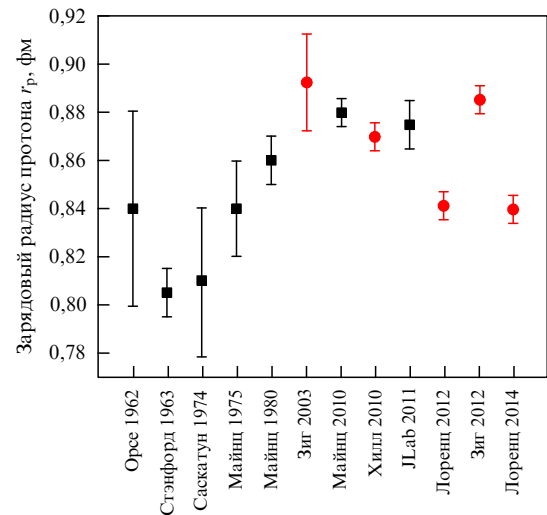


Рис. 3. Зарядовый радиус протона из экспериментов по электрон-протонному рассеянию. Квадраты — данные экспериментов, проведённых в Лаборатории линейных ускорителей (Орсе, Франция) [16] (1962 г.), Циклотронной лаборатории Гарвардского университета (США) [17] (1963 г.), Лаборатории ускорителей (Саскатун, Канада) [18] (1974 г.), Институте ядерной физики Университета Майнца (Германия) [19–21] (1975 г., 1980 г., 2010 г.) и Лаборатории Джефферсона (JLab) (США) [22]. Кругами показаны результаты повторного анализа экспериментальных данных с использованием других аппроксимирующих функций (на рисунке указаны первый автор или лаборатория и год публикации) [23–27].

ствующие систематические вклады контролируются на уровне нескольких десятых процента [12]. Однако в ранних экспериментах не было столь жёстких критериев нормировки, и объединение разных наборов данных оказывается проблематичным.

Один из методов анализа данных представляет собой аппроксимацию экспериментальных точек функцией, для которой нормировочный параметр a_G является свободным. В этом случае нормировочная систематика оказывается включённой в погрешность аппроксимации. Однако, как показано в [13], при определённых условиях такая обработка может существенно повлиять на конечный результат. Более того, даже при выборе модели с одним свободным параметром результат может зависеть от учёта индивидуальных погрешностей точек при аппроксимации (см. рис. 2).

В связи с сильной зависимостью моттовского сечения от угла рассеяния, а также с учётом того факта, что относительный вклад формфакторов изменяется с изменением Q^2 , метод e - p -рассеяния является, наверное, наиболее сложным способом анализа структуры протона [14]. Точность определения зарядового радиуса протона из таких измерений составляет не более 1%. На рисунке 3 показаны результаты определения зарядового радиуса протона из экспериментов по e - p -рассеянию за последние несколько десятков лет. Самые ранние значения получены из данных экспериментов, проведённых в Орсе [16], Стэнфорде [17], Саскатуне [18] и Майнце [19, 20].

3. Определение зарядового радиуса протона из спектроскопии атома водорода

Спектральные исследования атома водорода, оказавшие в начале XX в. решающее влияние на становление квантовой механики и КЭД, и сегодня продолжают играть

важную роль в задаче определения фундаментальных констант и в тестах фундаментальных теорий. В рамках представления КЭД связанных состояний энергетические уровни атома водорода описываются как произведение постоянной Ридберга $Ry = hcR_\infty$ на некоторую сложную безразмерную функцию. Постоянная Ридберга $Ry = mc^2\alpha^2/2$ является, по сути, переходным коэффициентом из атомных единиц в систему СИ, связывающим энергии уровней модельного боровского водорода с энергией сверхтонкого расщепления основного состояния в атомах цезия-133.

Безразмерная функция в свою очередь в определяющей части зависит от постоянной тонкой структуры α , отношения массы электрона к массе протона m_e/M и зарядового радиуса протона r_p :

$$E_{nlj} = hcR_\infty \left(-\frac{1}{n^2} + f_{nlj}(\alpha, \frac{m_e}{M}, \dots) + \frac{C_{NS}}{n^3} \delta_{l0} \langle r_p^2 \rangle \right), \quad (15)$$

где n, l, j — квантовые числа уровня (главное, орбитальное и величина полного момента электрона). Второе слагаемое представляет собой поправку к боровской энергии, $f_{nlj}(\alpha, m_e/M, \dots) = X_{20}\alpha^2 + X_{30}\alpha^3 \ln(\alpha) + X_{40}\alpha^4 + \dots$, и включает в себя релятивистские поправки, поправки отдачи и поправки, рассчитываемые в рамках КЭД (собственная энергия, поляризация вакуума и пр.) [28]. Последнее слагаемое в уравнении (15) с коэффициентом C_{NS} — это основная поправка, связанная с конечным зарядовым радиусом протона r_p . Поправки более высоких порядков, обусловленные распределением заряда в ядре, входят в $f_{nlj}(\alpha, m_e/M, \dots)$.

Надо обратить внимание, что в выражение (15) помимо постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона входят постоянная тонкой структуры α (лидирующий член $\sim \alpha^2$) и отношение масс m_e/M (лидирующий член m_e/M). Постоянная α известна с относительной погрешностью $1,5 \times 10^{-10}$ [29], отношение масс — 6×10^{-11} [30], причём обе эти величины определяются из независимых экспериментов. Соответственно погрешность, вносимая этими константами в выражение (15), находится на уровне 14-го знака и фактически не даёт вклада даже на фоне погрешностей расчётов КЭД, не говоря о погрешности r_p .

Таким образом, из спектроскопических экспериментов на атоме водорода можно определить R_∞ и r_p , которые оказываются сильно коррелированными. Для их совместного определения требуется измерение разности энергии между двумя парами уровней (как минимум) с различными главными квантовыми числами n с максимально достижимой точностью. Естественным образом в качестве одного из измерений целесообразно использовать прецизионное измерение частоты перехода 1S–2S (двухфотонный переход, $\lambda = 243$ нм, естественная ширина 1,3 Гц), которая известна с относительной погрешностью 4×10^{-15} . Кроме состояния 2S, в водороде больше нет метастабильных уровней, все остальные переходы гораздо шире (~ 10 МГц) и измеряются с существенно более низкой точностью.

Поправка к уровням энергии за счёт конечного радиуса протона в форме (15) описывается в той же логике, что и разложение формфактора с учётом конечного распределения заряда. Поправка δV к кулоновскому потенциалу V выражается как [31]

$$\delta V = \frac{1}{6} \langle r_p^2 \rangle \Delta V = \frac{2\pi}{3} \alpha \langle r_p^2 \rangle \delta(\mathbf{r}). \quad (16)$$

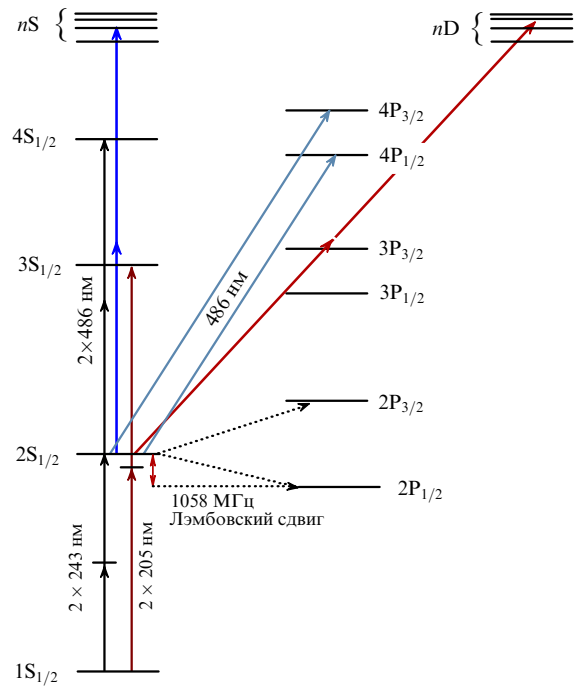


Рис. 4. Переходы между уровнями энергии атома водорода (не в масштабе), использовавшиеся для определения зарядового радиуса протона и постоянной Ридберга. Пунктирными стрелками показаны радиочастотные переходы. Соответствующие результаты определения r_p представлены на рис. 8.

Соответственно поправка к энергии атомного уровня записывается как

$$\Delta E_{n,l} = Ry \frac{4m_e^3 \alpha^2}{3m_e^3 \lambda_C^2 n^3} \langle r_p^2 \rangle \delta_{l0}, \quad (17)$$

где m_e — приведённая масса электрона, λ_C — комптоновская длина волны. Поправка, связанная с радиусом протона, для уровня 1S в водороде примерно равная 1,25 МГц, составляет малую часть от лэмбовского сдвига основного состояния L_{1S} . По договорённости поправку принято включать в выражение для лэмбовского сдвига. Справедливы выражения [34]

$$L_{1S} = 8171,696(4) \text{ МГц} + 1,5639 \langle r_p^2 \rangle \text{ МГц}, \quad (18)$$

$$L_{2S} = 1057,694(2) \text{ МГц} + 0,1955 \langle r_p^2 \rangle \text{ МГц}, \quad (19)$$

где учтены все вклады КЭД, а r_p^2 выражается в [фм²]. Отсюда видно, что, для того чтобы определить r_p с погрешностью 1%, точность измерения энергии уровня должна быть не хуже 5 кГц. В отличие от L_{1S} , который, по сути, является "виртуальной" величиной, лэмбовский сдвиг для 2S-состояния $L_{2S} \approx L_{1S}/8$ измеряется методами радиочастотной спектроскопии. Из измерений лэмбовского сдвига нельзя получить точное значение постоянной Ридберга, однако можно извлечь r_p , что является одним из методов определения зарядового радиуса протона.

С конца 1970-х годов до 2010 г. проведено множество экспериментов по измерению как лэмбовского сдвига L_{2S} , так и энергий оптических переходов в атоме водорода (рис. 4). К наиболее точным экспериментам этого периода следует отнести прямое измерение L_{2S} , выпол-

ненное Ф.М. Пипкином и С.Р. Лундином [35], определение лэмбовского сдвига из измерения частоты перехода $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ с использованием теоретического расчёта тонкого расщепления уровня $2P$ [36] и эксперимент по измерению анизотропии излучаемого света во внешнем электрическом поле [37]. В области спектроскопии оптических переходов следует выделить парижскую группу Ф. Бирабена (F. Biraben), которая с 1983 г. проводила эксперименты по спектроскопии двухфотонных переходов $2S-nS$ и $2S-nD$, а также перехода $1S-3S$ [38].

К началу XXI в. мировые данные, полученные из спектроскопии атома водорода (как оптической, так и радиочастотной), обеспечили погрешность определения r_p на уровне 0,5 % и хорошо согласовывались с данными по $e-p$ -рассеянию. В период 2000–2010 гг. область начала стагнировать: новых методов, которые могли бы дать более высокую точность измерений, не появлялось, а погрешность, вносимая r_p , делала нецелесообразным дальнейшее уточнение расчётов КЭД. Назрела необходимость создания новых экспериментальных методов, существенно отличающихся от описанных выше.

4. Лэмбовский сдвиг в мюонном водороде

Идея измерения лэмбовского сдвига в мюонном водороде насчитывает около 40 лет, однако только в начале 2000-х годов группа учёных из Германии и Швейцарии приступила к её практической реализации с целью уточнения зарядового радиуса протона [32]. Атом μp нестабилен, однако время жизни мюона (2 мкс) позволяет выполнить достаточно точные спектроскопические эксперименты. Так, например, в 1999 г. была реализована спектроскопия мюония μe [33].

Благодаря малому борновскому радиусу мюона ($a_0/207$) эффекты ядра в мюонном водороде оказываются усиленными на много порядков, что существенно отражается на структуре лэмбовского сдвига. В таблице приведено сравнение некоторых вкладов в лэмбовский сдвиг в обычном и мюонном водороде. За счёт изменения масштаба энергий в μp лэмбовский сдвиг в мюонном водороде лежит в инфракрасном диапазоне (6 мкм), что открывает возможности для лазерной спектроскопии. При этом структура сдвига существенно отличается от таковой в обычном водороде в части как радиационных поправок (собственной энергии) лептона, так и эффектов, связанных с ядром. Вклад радиационных поправок в случае мюона оказывается малым (виртуальные фотоны незначительно "размазывают" тяжёлый мюон), зато эффект поляризации вакуума является доминирующим, поскольку борновская орбита мюона оказывается меньше комптоновской длины волны электрона $\lambda_C \approx a_0/20$, определяющей толщину виртуальной поляризованной электрон-позитронной "шубы" вокруг протона. Многократно возрастает вклад, связанный с r_p , достигая 2 % от полного сдвига. Методы расчёта поправок КЭД для $e p$ и μp идентичны, поскольку и электрон, и мюон являются лептонами.

Таблица. Вклады в лэмбовский сдвиг L_{2S} в обычном ($e p$) и мюонном (μp) водороде

L_{2S}	Радиационная поправка	Поляризация вакуума	Вклад r_p	Полный сдвиг
$e p$	1085 МГц	-27 МГц	0,14 МГц	1057 МГц
μp	0,1 ТГц	-45 ТГц	0,93 ТГц	-49 ТГц

Соответственно измерение лэмбовского сдвига в мюонном водороде позволяет с высокой точностью определить поправки, связанные с размером ядра, даже при умеренной точности эксперимента.

Эксперименты по поиску перехода $2S-2P$ в мюонном водороде проводились на пучке $\mu E5$ протонного ускорителя в Институте Пауля Шеррера в Швейцарии. Начиная с 2000 г. было сделано несколько экспериментальных попыток, увенчавшихся успехом в 2010 г. Для эксперимента была создана специальная линия для получения медленных (~ 5 кэВ) мюонов, что приводит к более высокой эффективности захвата мюона в газообразном водороде (давление 1 мбар) по сравнению с таковой для обычных пучков мюонов [40]. При захвате мюона получаются атомы мюонного водорода в высоковозбуждённом состоянии ($n \approx 14$). Большая часть из них быстро распадается в основное состояние $1S$ [41], а около 1 % заселяет метастабильное состояние $2S$. После задержки в 0,9 мкс, обеспечивающей завершения всех каскадных распадов с верхних уровней, атомы облучаются коротким импульсом лазера на длине волны $\lambda \approx 6$ мкм, что приводит к возбуждению атомов и их переходу из состояния $2S$ в состояние $2P$, которое немедленно распадается в основное состояние $1S$ (время жизни состояния $2P$ $\tau = 8,5$ пс) с испусканием рентгеновского фотона на длине волны 0,65 нм. В экспериментах вёлся поиск резонанса, соответствующего переходу $2S-2P$, при перестройке длины волны лазерного излучения и регистрации скорости фотонов с длиной волны 0,65 нм, испускаемых синхронно с лазерным импульсом (рис. 5).

Время жизни $2S$ -состояния в мюонном водороде в отсутствие столкновений составляет 2,2 мкс, а в условиях эксперимента сокращается вследствие столкновительного гашения газообразным H_2 до 1 мкс. Соответственно необходима специфическая импульсная лазерная система, которая подробно описана в [39]. Использовались непрерывный перестраиваемый титан-сапфировый осциллятор и импульсный усилитель с накачкой от удвоенного по частоте излучения дискового $Yb:YAG$ -лазера [42, 43]. Излучение преобразовывалось в трёхкаскадном стоксовом преобразователе на основе колебательного перехода в ячейке H_2 под высоким давлением. Для калибровки частоты излучения лазера использовались спектры поглощения воды в области длин волн $\lambda \approx 6$ мкм.

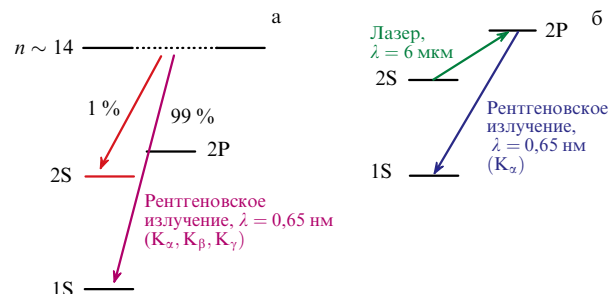


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Схема уровней и принцип эксперимента в мюонном водороде. (а) После захвата мюона на высоковозбуждённые состояния ($n \sim 14$) 99 % населённости в процессе каскада быстро переходит в основное состояние $1S$, испуская рентгеновское излучение К-серии (фиолетовая стрелка). 1 % атомов остаётся в метастабильном состоянии $2S$ (красная стрелка). (б) Атомы μp в метастабильном состоянии $2S$ облучаются лазерным импульсом (зелёная стрелка) на длине волны $\lambda = 6,01$ мкм спустя 0,9 мс, и регистрируются фотоны K_α при распаде уровня $2P$.

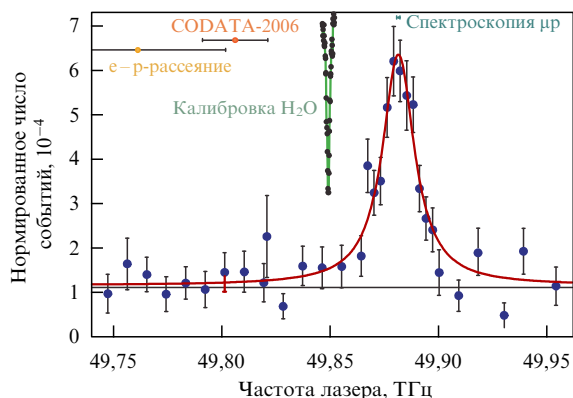


Рис. 6. (В цвете онлайн.) $2S-2P$ -резонанс в мюонном водороде. Синие кружки — число зарегистрированных событий с задержкой 0,9 мс, нормированное на общее число событий. Красная кривая — аппроксимация функцией Лоренца с учётом плоского фона. Указано ожидаемое положение резонанса, рассчитанное с использованием r_p , рекомендованного CODATA-2006 (красный цвет), а также полученного из экспериментов по электрон-протонному рассеянию [23, 46] (оранжевый цвет). Приведён также один из калибровочных спектров по воде (чёрные кружки, зелёная кривая). (Рисунок взят из [39].)

В период 2003–2009 гг. было проведено несколько неудачных экспериментов по поиску перехода $2S-2P$ в описанной конфигурации. Авторы полагали, что основной причиной отсутствия сигнала являлась недостаточно большая статистика, и приложили много усилий к усовершенствованию лазерной системы (повышению мощности, усовершенствованию "световой ловушки" для излучения с $\lambda = 6$ мкм) и системы регистрации. Только в 2010 г. группе Р. Поля удалось зарегистрировать уверенный сигнал и измерить разность энергий состояний $2S_{1/2}^{F=1}$ и $2P_{3/2}^{F=2}$ [39]. К удивлению авторов, положение резонанса существенно (на несколько его спектральных ширин) отличалось от ожидаемого, которое было рассчитано с использованием аппарата КЭД, и от значения r_p из таблиц опубликованных CODATA в то время [44].

На рисунке 6 показан резонанс $2S-2P$ в мюонном водороде. Данные аппроксимировались функцией Лоренца с учётом фона. Получено значение частоты перехода для сверхтонкого центроида 49881,88(70) ГГц, а ширина резонанса составила 18,0(2,2) ГГц. Погрешность определения обеих величин соответствует статистической погрешности в 1σ . Систематическая погрешность измерения 300 МГц, указанная авторами, связана в основном с калибровкой длины волны возбуждающего лазера, которая проводилась по линиям поглощения воды в диапазоне 5,49–6,01 мкм (одна из линий также приведена на рис. 6). Положение этих линий известно с абсолютной точностью в 1 МГц [45].

Для определения зарядового радиуса протона использовалось значение LS_{2S}^{μ} полной разности энергий состояний $2S_{1/2}^{F=1}$ и $2P_{3/2}^{F=2}$ в мюонном водороде, которое определяется согласно выражению

$$LS_{2S}^{\mu} = 50,7725(12) \text{ ТГц} - 1,2637r_p^2 \text{ ТГц} + 0,0839r_p^3 \text{ ТГц}, \quad (20)$$

где r_p выражено в фемтометрах. Соответственно было вычислено новое значение для зарядового радиуса протона, которое составило $r_p = 0,84184(36)(56)$ фм. Первая погрешность соответствует погрешности эксперимента,

а вторая определяется погрешностью первого члена в уравнении (20).

Полученное значение r_p оказалось в 10 раз более точным, чем значение CODATA-2006, но существенно, на пять комбинированных стандартных отклонений, меньшим его (см. рис. 6). Первое предположение, а именно ошибка в расчётах КЭД для мюонного водорода, почти сразу же отпало, поскольку "недостающая" поправка соответствует 0,31 мэВ или 64σ в единицах теоретической погрешности в выражении (20). Оперативные проверки показали, что все расчёты касаются хорошо известных поправок КЭД и они выполнены корректно.

Неожиданный результат, полученный группой Р. Поля, обозначил проблему, которая получила название "загадки радиуса протона" и активно обсуждается в течение последних десяти лет. Было предложено много различных объяснений, включая самые фантастические. В разделе 5 мы приведём некоторые из них.

5. Загадка зарядового радиуса протона

Значение r_p , рекомендуемое группой CODATA, получается в результате анализа всех экспериментально доступных данных и определения (с использованием расчётов КЭД [31]) средних значений r_p и R_{∞} с соответствующими погрешностями. Раз в четыре года группа CODATA пересматривает рекомендуемые значения всех фундаментальных констант, основываясь на новых экспериментальных результатах и уточнении расчётов. Метод усреднения оказывается полностью оправданным, если данные не противоречат друг другу в рамках соответствующих погрешностей и удовлетворяют гауссовой статистике. Однако такой подход оказался невозможным в случае результата r_p из экспериментов с мюонным водородом ввиду слишком большого расхождения. CODATA не стала включать новые результаты в анализ до прояснения ситуации. В 2013 году эксперимент с мюонным водородом был повторён с меньшей погрешностью, однако расхождение сохранилось (рис. 7).

Несмотря на глубокое понимание процессов, происходящих при измерении лэмбовского сдвига в μp , в первую очередь были сделаны попытки объяснить загадку именно неучтёнными в этих экспериментах эффектами. Так, в работе [47] рассмотрена идея формирования молекулярных ионов $\mu\text{p}\text{e}^-$ в процессе захвата мюона. Действительно, дополнительный электрон, находящийся на расстоянии a_0 от атома μp в состоянии $2S$, создаёт электрическое поле, достаточное для того, чтобы сдвинуть наблюдаемую линию $\mu\text{p}(2S-2P)$ на требуемые 0,3 мэВ. Позднее в работах [48, 49] было показано, что долгоживущих систем типа $\mu\text{p}\text{e}^-$ не существует. Таким образом, это предположение оказалось маловероятным.

Исследовались и возможные ошибки в теоретических расчётах. Например, делались попытки найти объяснение в различии строения протона в мюонном и обычном водороде. Было высказано предположение, что объяснение загадки кроется в аномально большом значении поправки Земаха третьего порядка [50]. Однако позднее данное предположение было опровергнуто и показано, что даже с учётом уточнённой параметризации формфакторов протона значение поправки Земаха третьего порядка ограничено величиной, превышающей полу-

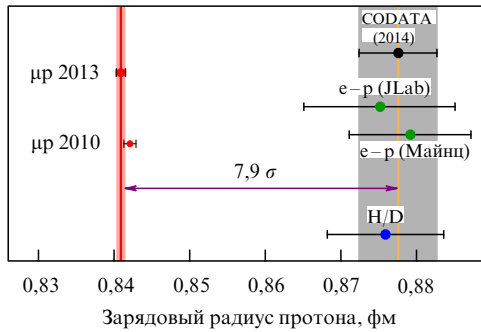


Рис. 7. Зарядовый радиус протона, определённый из различных экспериментов. Результат, полученный усреднением данных по спектроскопии водорода и дейтерия (H/D) [80], согласуется с данными экспериментов по упругому электрон-протонному рассеянию, проведённых в Майнце [21] и JLab [22]. Значение, рекомендованное CODATA [80], основано преимущественно на данных H/D и группы из Майнца. Радиус протона, полученный по данным спектроскопии мюонного водорода, отличается на $7,9\sigma$ от рекомендованного CODATA.

ченное для дипольного формфактора протона значение всего в два раза [51]. Для объяснения загадки различие должно быть более чем в 15 раз.

В дальнейшем были отвергнуты и другие гипотезы, такие как, например, большой вклад поляризуемости протона при двухфотонном обмене с большими импульсами фотонов [52–54], поскольку они не нашли экспериментального и теоретического подтверждения [55, 56].

Любопытно упомянуть мысленный эксперимент, в котором предполагалось наличие внутри протона электрон-позитронных пар и фотонов [57]. При этом "отключается" электрослабое взаимодействие кварков в протоне, в результате чего частица становится электрически нейтральной, но в остальном схожей по массе и ядерным свойствам с обычным протоном, описываемым невозмущённой квантово-хромодинамической (КХД) волновой функцией. Затем электрослабое взаимодействие кварков вновь "включается", в результате чего виртуальные фотоны и электрон-позитронные пары модифицируют форму волновой функции протона. Последняя теперь содержит дополнительно фотоны и электрон-позитронные пары.

Такое изменение формы волновой функции может быть существенно большим, чем за счёт электрослабого взаимодействия. Это связывалось с нелинейной природой КХД и не находило объяснения в рамках одного только формализма КЭД. Плотность электрон-позитронных пар внутри протона сложно, если вообще возможно, оценить количественно, однако её наличие не исключается никакими известными экспериментами. Более того, наличие фотонов в протоне подтверждается в экспериментах по глубоко неупругому комптоновскому рассеянию. В случае присутствия внутри протона электрон-позитронных пар взаимодействие протона с лептоном определяется не только обменом фотонами, но и процессами аннигиляции. Эффективный гамильтониан приводит к появлению исчезающего взаимодействия связанного электрона с лёгким морским позитроном в случае, когда сумма их спинов равна единице. В мюонном водороде этот эффект должен исчезнуть, поскольку доминирующий вклад в морские лептоны дают самые лёгкие электрон-позитронные пары и соответствующий канал аннигиляции недоступен.

Наверное, самыми интригующими стали предположения о несостоятельности Стандартной модели, основанные в том числе на том факте, что измеренное значение аномального магнитного момента мюона $(g-2)_\mu$ также находится в противоречии с её предсказаниями [58, 59]. Последние эксперименты по определению $(g-2)_\mu$, проведённые в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (Фермилаб), подтвердили результаты экспериментов, полученные в Брукхейвенской национальной лаборатории, и увеличили расхождение с предсказанием теории до $4,2\sigma$ [60, 61]. Следует, правда, отметить, что, в отличие от расхождения в зарядовом радиусе протона, имеющего масштаб на уровне 10^{-3} , относительная величина различия в $g-2$ составляет всего 10^{-6} . Несмотря на это, утверждалось, что загадка радиуса протона может быть серьёзным препятствием для надёжного предсказания $(g-2)_\mu$ Стандартной моделью [62].

Предлагались и другие объяснения загадки за рамками Стандартной модели. Так, в работах [63, 64] различие электронного и мюонного водорода объясняется вкладом в энергию связи эффективного гравитационного потенциала Юкавы. В работе [65] рассматривается $(4+n)$ -мерная теория с модифицированной гравитацией, в которой объяснение загадки, по мнению авторов, кроется в дополнительном гравитационном взаимодействии между протоном и мюоном.

Как говорилось выше, извлечение информации о зарядовом радиусе протона из экспериментов по рассеянию является наиболее сложным и зависит от принятой в анализе данных модели. Хотя в большинстве случаев использование подгоночной функции Розенблута даёт "большой" зарядовый радиус протона [21–23, 25, 66–68], анализ с применением дисперсионных соотношений в течение длительного времени приводил к "малому" значению, соответствующему результату для мюонного водорода [26, 69–71]. Вычисление, основанное на теории эффективного поля (Effective Field Theory — EFT), в работе [72] также привело к малому значению радиуса протона. Несогласованность результатов для мюонного и электронного водорода стимулировала появление работ по исследованию различных деталей подгоночных функций и методов [14, 25, 73], часть из которых привела к получению малого радиуса даже при применении подгоночной функции Розенблута [76]. Стало очевидным, что без дополнительных экспериментальных данных загадка зарядового радиуса протона не может быть решена.

6. Мюонный дейтерий

Одной из возможностей проверки справедливости измерений в мюонных системах является измерение лэмбовского сдвига в мюонном дейтерии. Действительно, и водород, и дейтерий являются очень хорошо изученными системами, что позволяет сравнивать характеристики протона и дейтрона. Так, прецизионные измерения изотопического сдвига перехода $1S-2S$ между H и D, полученные в рамках тесного научного взаимодействия между Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) и Институтом квантовой оптики общества Макса Планка (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, MPQ) [77], позволили определить разность зарядового радиуса дейтрона и протона [78]:

$$r_d^2 - r_p^2 = 3,82007 \text{ фм}^2. \quad (21)$$

Коллаборация CREMA (Charge Radius Experiment with Muonic Atoms) запланировала провести аналогичное сравнение в мюонных системах через измерение лэмбовского сдвига в мюонном дейтерии. Несмотря на то что эксперименты с мюонным водородом и мюонным дейтерием были проведены в один и тот же период времени (2009–2010 гг.), интерпретация результатов, полученных из мюонного дейтерия, заняла более пяти лет. Основной сложностью явились расчёты поляризуемости дейтрона, которые выполнялись К. Пахуцким [75]. В 2016 году была опубликована работа [74] с частотами трёх резонансов в μd : $2S_{1/2}^{F=3/2} \rightarrow 2P_{3/2}^{F=5/2}$, $2S_{1/2}^{F=1/2} \rightarrow 2P_{3/2}^{F=3/2}$ и $2S_{1/2}^{F=1/2} \rightarrow 2P_{3/2}^{F=1/2}$. Из комбинации этих частот и теоретических значений тонкого расщепления уровня 2P и сверхтонкого расщепления уровня $2P_{3/2}$ были определены лэмбовский сдвиг и сверхтонкое расщепление уровня 2S в мюонном дейтерии:

$$L_{2S}^{\text{d,exp}} = 49,05583(75)_{\text{stat}}(29)_{\text{sys}} \text{ ТГц}, \quad (22)$$

$$E_{\text{HFS}}^{\text{d,exp}} = 1,5172(17)_{\text{stat}}(5)_{\text{sys}} \text{ ТГц}, \quad (23)$$

причём $E_{\text{HFS}}^{\text{exp}}$ хорошо согласуется с теоретическим предсказанием $E_{\text{HFS}}^{\text{theo}} = 1,5183(12) \text{ ТГц}$ [79].

Лэмбовский сдвиг в μd чрезвычайно чувствителен к зарядовому радиусу дейтрона: вклад зарядового радиуса 14%. Полученное значение зарядового радиуса дейтрона [74]

$$r_{\text{d}}(\mu\text{d}) = 2,12562(13)_{\text{exp}}(77)_{\text{theo}} \text{ фм} \quad (24)$$

опять существенно (на $7,5\sigma$) отличалось от значения, принятого группой CODATA, $r_{\text{d}}(\text{CODATA}) = 2,1424(21) \text{ фм}$ [80]. Дополнительное сравнение спектроскопических данных по дейтерию и мюонному дейтерию [81] также указало на значительное различие радиусов дейтрона.

Оказалось, что сравнение систем H–D и μp – μd даёт согласованные результаты внутри каждой изотопической пары, однако согласование между электронными и мюонными системами отсутствует. Таким образом, не получившая разрешения загадка радиуса протона распространилась и на дейтрон.

7. Новые измерения радиуса протона из спектроскопии обычного водорода

7.1. Спектроскопия однофотонного перехода 2S–4P на криогенном пучке

В 2011 году в рамках долгосрочного научного сотрудничества между ФИАН и лабораторией Т.В. Хенша (Т.В. Hänsch) в МРК (г. Гархинг, Германия) были начаты эксперименты по прецизионной спектроскопии однофотонных переходов из метастабильного состояния 2S в состоянии $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ в атоме водорода с целью возможного объяснения загадки радиуса протона. Прецизионное измерение частоты перехода 1S–2S, выполненное ранее той же совместной группой [82], бралось в качестве "якорного значения" при использовании формулы (15), где необходимо измерение как минимум двух переходов.

Был предложен спектроскопический метод, который существенно отличался от более ранних экспериментальных подходов, описанных в разделе 3. В отличие от возбуждения в метастабильное состояние 2S, производимо-

го электронным ударом в других экспериментах по спектроскопии состояний $2S-nS$, nP , nD , в эксперименте МРК такое возбуждение осуществлялось оптическим методом двухфотонного поглощения. При этом появляется возможность работать с криогенным пучком метастабильного водорода в определённом сверхтонком состоянии (в данном случае $F=0$). Метод требует чрезвычайно стабильной по частоте системы двухфотонного возбуждения 1S–2S (243 нм), что стало возможным только после 2010 г. благодаря прогрессу в методах стабилизации лазерных источников [83–85]. Была реализована возможность регистрации различных скоростных групп вплоть до 70 м с^{-1} , что позволило тщательно проанализировать доминирующий систематический эффект при проведении спектроскопии 2S–4P, а именно эффект Доплера [86]. Использовались также методы прямого измерения оптической частоты переходов с помощью фемто-секундной оптической гребёнки [87].

Схема эксперимента такова: пучок атомарного водорода из криогенного сопла, поддерживаемого при температуре 5,8 К, поступал в область возбуждения перехода 1S–2S внутри оптического резонатора, формирующего стоячую волну (243 нм). Атомы в состоянии 2S попадали в область возбуждения перехода 2S–4P. Для минимизации эффекта Доплера возбуждение этого перехода также происходило в стоячей световой волне (486 нм) с волновым вектором, ортогональным направлению распространения атомного пучка. Возбуждённые атомы в процессе распада уровня 4P испускали $\text{Ly}-\gamma$ -фотоны на длине волны 97 нм, которые выбивали из стенок детектора вторичные электроны. Электроны собирались и регистрировались с помощью вторичного электронного умножителя (ВЭУ).

Неожиданно сильным эффектом в данном эксперименте оказался вклад от квантовой интерференции спонтанно испущенных фотонов. Несмотря на большую разность энергий тонких подуровней $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ (более 100 естественных ширин), соседний подуровень даёт существенный вклад в амплитуду распада и приводит к затягиванию наблюдаемого резонанса до 50 кГц при статистической погрешности определения центра линии около 2 кГц. До этого наблюдения эффект фактически не учитывался при спектроскопии атомных переходов [89]. Использовался "слепой" анализ данных, который позволял не раскрывать результат до окончательной верификации всех систематических эффектов. Таким образом исключался психологический эффект, который мог бы, даже вопреки желанию исследователей, оказать влияние на финальное значение.

Перечисленные методы обеспечили снижение погрешности определения абсолютной частоты центроида перехода 2S–4P до 2 кГц [88], что соответствовало погрешности всех усреднённых мировых данных, полученных ранее. Соответственно радиус протона, вычисленный из частот переходов 1S–2S и 2S–4P, составил

$$r_{\text{p}} = 0,8335(95) \text{ фм}, \quad (25)$$

что хорошо согласуется с радиусом мюонного водорода, однако на $3,3\sigma$ меньше, чем значение, найденное из совокупности всех ранее полученных мировых водородных данных.

Следует обратить внимание, что каждое из значений, полученных по измерениям водорода прошлых лет, неплохо согласуется с результатом для мюонного водо-

рода и существенное различие возникает только после усреднения. Можно предположить, что предыдущие данные оказались коррелированными за счёт неучтённого систематического эффекта или по психологическим причинам в процессе обработки. Одним из кандидатов на неучтённый систематический эффект может быть, например, упоминавшийся эффект квантовой интерференции или влияние электрических полей при ударном возбуждении водорода. Согласованность полученного результата с результатами для мюонного водорода, хотя и оказалась неожиданностью, стала первым существенным шагом на пути к решению загадки протона.

7.2. Измерение лэмбовского сдвига в водороде

В период 2014–2019 гг. группа Э. Хесселса (Университет Йорка, Канада) поставила своей целью выполнить новое измерение лэмбовского сдвига L_{2S} в обычном водороде для получения нового значения r_p . За основу метода был взят классический метод радиочастотной спектроскопии на пучке водорода с рядом модификаций.

В измерении использовался быстрый (1 % скорости света) пучок атомов водорода, создаваемых при прохождении протонов через молекулярную водородную мишень. Около 4 % атомов оказывалось в метастабильном состоянии $2S_{1/2}$ с равной населённостью сверхтонких подуровней $F=0$ и $F=1$. Фильтрация остаточных протонов осуществлялась при прохождении пучка между отклоняющимися пластинами длиной 70 см. Для выделения атомов в состоянии $F=0$ применялось два радиочастотных резонатора, переводящих атомы из состояния $2S_{1/2}(F=1)$ в состояние $2P_{1/2}$, которое быстро распадается в основное состояние $1S$.

Для измерения частоты перехода $2S_{1/2}(F=0) \rightarrow 2P_{1/2}(F=1)$ использовался метод спектроскопии в разнесённых электромагнитных полях с отстройкой частоты, являющийся аналогом метода Рамзая [90]. Остаточная населённость $2S_{1/2}(F=0)$ после фильтрации постоянной регистрировалась посредством приложения постоянного электрического поля, перемещающего уровни $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$. Атомы релаксируют в основное состояние с испусканием $\text{Ly}-\alpha$ -фотонов на длине волны 121,6 нм, которые фотоионизируют молекулы ацетона в детекторе [91]. Интересной особенностью эксперимента являлось то, что вся радиочастотная часть обладала возможностью вращения вокруг вертикальной оси. Это позволяло менять последовательность электромагнитных полей и тем самым уверенно контролировать систематические эффекты.

Значение зарядового радиуса протона, полученное в данном эксперименте, составило

$$r_p = 0,833(10) \text{ фм}. \quad (26)$$

Результат хорошо согласуется как с результатами для мюонного водорода, так и с новым результатом спектроскопии перехода $2S-4P$.

8. Двухфотонная спектроскопия $1S-3S$

В 2018 году группа Ф. Бирабена из Лаборатории Кастлера–Бросселя (Laboratoire Kastler Brossel, LKB) (Париж) опубликовала результаты очередного измерения частоты двухфотонного перехода $1S-3S$ с целью уточнения зарядового радиуса протона [92]. Следует отметить, что большая часть данных, которые учитывались группой

CODATA по оптической спектроскопии высоковозбуждённых состояний атома водорода до 2010 г., также была получена именно группой Ф. Бирабена.

Указанная работа по своим основным методам во многом повторяла предыдущие эксперименты группы. Возбуждение перехода $1S-3S$ осуществлялось непрерывным лазером на длине волны излучения 205 нм, после чего регистрировался сигнал флуоресценции при распаде атомов водорода из состояния $3S$ в состояние $2P$. Эксперименты выполнялись на термическом пучке атомарного водорода, возбуждаемого в состояние $2S$ электронным ударом. Надо обратить внимание, что использование непрерывного лазера на данной длине волны приводит к существенным техническим трудностям, связанным с быстрой деградацией нелинейных преобразователей и оптики. Авторы [92] заявили о заметном уменьшении погрешности (по сравнению с погрешностью своих предыдущих результатов) определения абсолютной частоты перехода — до 2,7 кГц. Опубликованное значение радиуса протона $r_p = 0,877(13)$ фм соответствовало рекомендованному значению CODATA, что внесло на тот момент дополнительную неясность в загадку протона.

Наконец, в 2020 г. группа Т.В. Хенша (MPQ) реализовала ещё один эксперимент по прецизионной спектроскопии перехода $1S-3S$ в атоме водорода [93]. Принцип эксперимента качественно отличался от метода французской группы. В его основе лежал метод прямой спектроскопии двухфотонных переходов с помощью частотной гребёнки, впервые предложенный Баклановым и Чебо-таевым [94]. Гребёнка представляет собой массив эквидистантных взаимно когерентных оптических частот с фиксированным промежутком между ними $\omega_k = k\omega_r + \omega_0$ (k — целое число), который генерируется лазером с синхронизацией мод. Частота повторения импульсов ω_r и офсетная частота $\omega_0 < \omega_r$ могут быть точно измерены. Возбуждение двухфотонного перехода $1S-3S$ происходит при наложении двух встречных импульсов гребёнки, при этом энергии фотонов из разных мод складываются так, что в сумме их энергия соответствует энергии перехода $\hbar\omega_{1S-3S}$. В случае, когда для одной из мод справедливо соотношение $2\omega_k = \omega_{1S-3S}$, условие двухфотонного резонанса будет автоматически выполняться для всех остальных пар мод: $\omega_{1S-3S} = \omega_{k-m} + \omega_{k+m}$, причём возбуждение будет происходить когерентно.

Ключевым достоинством данного метода по сравнению с непрерывным возбуждением является возможность эффективного преобразования импульсного излучения в ультрафиолетовый диапазон. При этом, как и в случае непрерывного излучения, вся мощность излучения участвует в процессе возбуждения перехода. К недостаткам можно отнести остаточный эффект Доплера вследствие широкого спектра гребёнки, влияние чирпа и малый объём возбуждения, определяющийся длительностью импульса и радиусом перетяжки.

Из значения частоты перехода $1S(F=1) \rightarrow 3S(F=1)$ с учётом сверхтонкого расщепления авторами [93] получено значение частоты центроида перехода $1S-3S$ с точностью, в 3,6 раза лучшей, чем в эксперименте французской группы. Радиус протона, вычисленный из значений частот переходов $1S-2S$ и $1S-3S$, составил

$$r_p = 0,8482(38) \text{ фм}, \quad (27)$$

что оказалось на $2,9\sigma$ меньше, чем значение, найденное из совокупности мировых водородных данных, полученных

до 2014 г., включая последнее измерение частоты перехода $1S-3S$ [92]. При этом отличие от значения, полученного из мюонного водорода, составляет $1,9\sigma$.

Можно сделать вывод, что новейшие эксперименты, перечисленные в этом разделе, подтверждают результаты, полученные при исследовании мюонных систем, и фактически решают загадку зарядового радиуса, указывая на проблемы водородных экспериментов предыдущих поколений.

9. Заключение

Несмотря на то что атом водорода является хорошо изученной простейшей атомной системой, с ним до сих пор связан ряд нерешённых проблем, которые могут поставить в тупик исследователей. Казалось бы, два совершенно независимых метода — упругое рассеяние электронов на протонах и спектроскопия водорода — обеспечили уверенное совпадение результатов, которое не могло вызывать сомнений учёных. Только резкое повышение точности благодаря использованию мюонных систем привело к переосмыслению всех предыдущих результатов, накапливавшихся в течение более 50 лет.

На рисунке 8 показаны значения зарядового радиуса протона, полученные в разные годы. Как видно из рисунка, до 1980 г. единственным методом получения информации о радиусе протона были эксперименты по упругому рассеянию электронов на протонах. В то раннее время заявляемая точность была невелика, а результаты не находились в противоречии с таковыми для мюонного водорода. Позднее, с появлением методов прецизионной спектроскопии переходов в атоме водорода, ситуация изменилась, и до 2014 г. значение r_p , рекомендованное CODATA, приблизилось к $0,88$ фм.

В свою очередь в представлении Стандартной модели электрон и мюон не различаются ничем, за исключением массы, и в расчётах может быть применен идентичный формализм КЭД. Соответственно, полученное в экспериментах с мюонным водородом в 2010 г. значение $r_p \approx 0,84$ фм привело к определённой потрясению в атомной физике. Потребовалось более десяти лет для внесения ясности в вопрос, и сегодня можно считать, что загадка раскрыта и Стандартная модель устояла. Как видно из рис. 8, начиная с 2010 г. данные разделяются на две взаимно противоречащие группы, и CODATA в 2018 г. [95] пришлось принимать непростое решение в пользу одной из этих групп. Учитывая независимость и разнообразие методов, группа CODATA приняла решение в пользу мюонных экспериментов и рекомендовала следующие значения:

$$r_p = 0,8414(19) \text{ фм}, \quad (28)$$

$$R_\infty c = 3,2898419602508(64) \times 10^{15} \text{ Гц}. \quad (29)$$

Погрешность определения зарядового радиуса протона в относительных единицах была существенно снижена — до $2,2 \times 10^{-3}$. Важным следствием явилось и значительное, почти в три раза, уменьшение относительной погрешности (по сравнению с таковой в 2010 г.) постоянной Ридберга — до $1,9 \times 10^{-12}$.

Как представляется, загадка зарядового радиуса протона кроется не только в научных, но и в психологических моментах, возникающих при обработке данных и выборе методов, обеспечивающих "синхронизацию" с общепри-

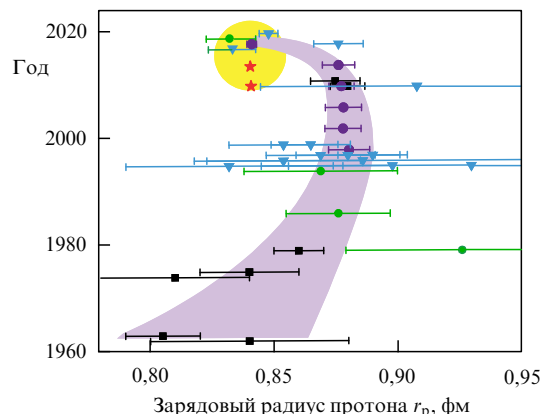


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Ретроспектива результатов по измерению зарядового радиуса протона различными методами. Чёрные квадраты — результаты экспериментов по упругому $e-p$ -рассеянию, зелёные кружки — радиочастотные измерения лэмбовского сдвига в водороде, голубые треугольники — результаты спектроскопии переходов в водороде, красные звёзды — результаты спектроскопии мюонного водорода, фиолетовые кружки — рекомендованные CODATA величины радиуса протона. Значения взяты из обзора [96]. Сиреневая полоса демонстрирует изменение со временем общепринятого значения радиуса протона и уменьшение погрешности его определения. Жёлтая область обозначает группу экспериментов, результаты которых привели к сдвигу рекомендованного значения зарядового радиуса протона в меньшую сторону.

нятым, казалось бы, на определённый момент значением и одновременно с желанием показать лучший результат. Тут может быть и занижение погрешности, исключение кажущихся "некачественными" экспериментальных точек, неполный или недостаточно объективный анализ систематических эффектов, выбор неподходящей модели для обработки данных. Кроме того, данные, получаемые одной группой исследователей или на одной экспериментальной установке с использованием похожих методов, должны критически рассматриваться с точки зрения возможных корреляций, в том числе связанных с невыявленными систематическими погрешностями. Простые методы усреднения могут быть неприменимы. Загадка зарядового радиуса протона явилась хорошим уроком и одновременно прекрасной мотивацией для развития исследований в области эксперимента и теории простых атомных систем.

Благодарности. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) (грант № 20-12-50101).

Список литературы

1. Каршенбойм С Г *УФН* **183** 935 (2013); Karshenboim S G *Phys. Usp.* **56** 883 (2013)
2. Biraben F *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **172** 109 (2009)
3. Antognini A et al. *Science* **339** 417 (2013)
4. Hofstadter R, Bumiller F, Yearian M R *Rev. Mod. Phys.* **30** 482 (1958)
5. Hofstadter R *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **7** 231 (1957)
6. Hofstadter R, McAllister R W *Phys. Rev.* **98** 217 (1955)
7. McAllister R W, Hofstadter R *Phys. Rev.* **102** 851 (1956)
8. Yennie D R, Lévy M M, Ravenhall D G *Rev. Mod. Phys.* **29** 144 (1957)
9. Rosenbluth M N *Phys. Rev.* **79** 615 (1950)
10. Walecka J D *Nuovo Cimento* **11** 821 (1959)
11. Ernst F J, Sachs R G, Wali K C *Phys. Rev.* **119** 1105 (1960)

12. Bernauer J C et al. (A1 Collab.) *Phys. Rev. C* **90** 015206 (2014)
13. Barcus S K, Higinbotham D W, McClellan R E *Phys. Rev. C* **102** 015205 (2020)
14. Punjabi V et al. *Eur. Phys. J. A* **51** 79 (2015)
15. Higinbotham D W et al. *Phys. Rev. C* **93** 055207 (2016)
16. Lehmann P, Taylor R, Wilson R *Phys. Rev.* **126** 1183 (1962)
17. Hand L N, Miller D G, Wilson R *Rev. Mod. Phys.* **35** 335 (1963)
18. Murphy J J (II), Shin Y M, Skopik D M *Phys. Rev. C* **9** 2125 (1974)
19. Borkowski F et al. *Nucl. Phys. B* **93** 461 (1975)
20. Simon G G et al. *Nucl. Phys. A* **333** 381 (1980)
21. Bernauer J et al. (A1 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 242001 (2010)
22. Zhan X et al. *Phys. Lett. B* **705** 59 (2011)
23. Sick I *Phys. Lett. B* **576** 62 (2003)
24. Sick I, Trautmann D *Phys. Rev. C* **89** 012201 (2014)
25. Hill R J, Paz G *Phys. Rev. D* **82** 113005 (2010)
26. Lorenz I T, Hammer H-W, Meißner U-G *Eur. Phys. J. A* **48** 151 (2012)
27. Lorenz I T, Meißner U-G *Phys. Lett. B* **737** 57 (2014)
28. Mohr P J, Newell D B, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **88** 035009 (2016)
29. Parker R H et al. *Science* **360** 191 (2018)
30. Heiße F et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 033001 (2017)
31. Eides M I, Grotch H, Shelyuto V A *Phys. Rep.* **342** 63 (2001)
32. Pohl R et al. *Hyperfine Interactions* **127** 161 (2000)
33. Meyer V et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1136 (2000)
34. Horbatsch M, Hessels E A *Phys. Rev. A* **93** 022513 (2016)
35. Lundeen S R, Pipkin F M *Phys. Rev. Lett.* **46** 232 (1981)
36. Hagley E W, Pipkin F M *Phys. Rev. Lett.* **72** 1172 (1994)
37. van Wijngaarden A, Holuj F, Drake G W *Can. J. Phys.* **76** 95 (1998)
38. de Beavoir B et al. *Eur. Phys. J. D* **12** 61 (2000)
39. Pohl R et al. *Nature* **466** 213 (2010)
40. Antognini A et al. *AIP Conf. Proc.* **796** 253 (2005)
41. Pohl R et al. *Hyp. Interact.* **193** 115 (2009)
42. Antognini A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 993 (2009)
43. Giesen A et al. *Appl. Phys. B* **58** 365 (1994)
44. Mohr P J, Taylor B N, Newell D B *Rev. Mod. Phys.* **80** 633 (2008)
45. Toth R A *J. Mol. Spectrosc.* **190** 379 (1998)
46. Blunden P G, Sick I *Phys. Rev. C* **72** 057601 (2005)
47. Jentschura U D *Ann. Physics* **326** 516 (2011)
48. Karr J-P, Hilico L *Phys. Rev. Lett.* **109** 103401 (2012)
49. Umair M, Jonsell S *J. Phys. B* **47** 175003 (2014)
50. De Rújula A *Phys. Lett. B* **693** 555 (2010)
51. Cloët I C, Miller G A *Phys. Rev. C* **83** 012201 (2011)
52. Miller G A et al. *Phys. Rev. A* **84** 020101 (2011)
53. Hill R J, Paz G *Phys. Rev. Lett.* **107** 160402 (2011)
54. Miller G A *Phys. Lett. B* **718** 1078 (2013)
55. Miller G A, Thomas A W, Carroll J D *Phys. Rev. C* **86** 065201 (2012)
56. Birse M C, McGovern J A *Eur. Phys. J. A* **48** 120 (2012)
57. Jentschura U D *Phys. Rev. A* **88** 062514 (2013)
58. Bennet G W et al. (Muon g–2 Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 072003 (2006)
59. Hagiwara K et al. *J. Phys. G* **38** 085003 (2011)
60. Abi B et al. (Muon g–2 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 141801 (2021)
61. Aoyama T et al. *Phys. Rep.* **887** 1 (2020)
62. Karshenboim S G, McKeen D, Pospelov M *Phys. Rev. D* **90** 073004 (2014)
63. Onofrio R *Mod. Phys. Lett. A* **28** 1350022 (2013)
64. Onofrio R *Europhys. Lett.* **104** 20002 (2013)
65. Wang L-B, Ni W-T *Mod. Phys. Lett. A* **28** 1350094 (2013)
66. Sick I *Few-Body Syst.* **50** 903 (2014)
67. Ron G et al. (The Jefferson Lab Hall A Collab.) *Phys. Rev. C* **84** 055204 (2011)
68. Lee G, Arrington J R, Hill R J *Phys. Rev. D* **92** 013013 (2015)
69. Belushkin M A, Hammer H-W, Meißner U-G *Phys. Rev. C* **75** 035202 (2007)
70. Adamuscic C, Dubnicka S, Dubnickova A Z *Prog. Part. Nucl. Phys.* **67** 479 (2012)
71. Lorenz I T et al. *Phys. Rev. D* **91** 014023 (2015)
72. Bauer T, Bernauer J C, Scherer S *Phys. Rev. C* **86** 065206 (2012)
73. Kraus E et al. *Phys. Rev. C* **90** 045206 (2014)
74. Pohl R et al. *Science* **353** 669 (2016)
75. Pachucki K *Phys. Rev. Lett.* **106** 193007 (2011)
76. Griffioen K, Carlson C, Maddox S *Phys. Rev. C* **93** 065207 (2016)
77. Parthey C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 233001 (2010)
78. Jentschura U D et al. *Phys. Rev. A* **83** 042505 (2011)
79. Krauth J J et al. *Ann. Physics* **366** 168 (2016)
80. Mohr P J, Taylor B N, Newell D B *Rev. Mod. Phys.* **84** 1527 (2012)
81. Pohl R et al. *Metrologia* **54** (2) L1 (2017)
82. Parthey C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 203001 (2011)
83. Alnis J et al. *Phys. Rev. A* **77** 053809 (2008)
84. Колачевский Н Н, Хабарова К Ю *УФН* **184** 1354 (2014); Kolachevsky N N, Khabarova K Yu *Phys. Usp.* **57** 1230 (2014)
85. Колачевский Н Н *УФН* **174** 1171 (2004); Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **47** 1101 (2004)
86. Beyer A et al. *Ann. Physik* **525** 671 (2013)
87. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
88. Beyer A et al. *Science* **358** 79 (2017)
89. Udem Th et al. *Ann. Physik* **531** 1900044 (2019)
90. Vutha A C, Hessels E A *Phys. Rev. A* **92** 052504 (2015)
91. Bezginov N et al. *Science* **365** 1007 (2019)
92. Fleurbaey H et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 183001 (2018)
93. Grinin A et al. *Science* **370** 1061 (2020)
94. Бакланов Е В, Чеботаев В П *Квантовая электроника* **4** 2189 (1977); Baklanov E V, Chebotaev V P *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 1252 (1977)
95. National Institute of Standards and Technology U.S. Department Commerce. The Physical Measurement Laboratory (PML), <https://physics.nist.gov/>
96. Karr J-P, Marchand D, Voutier E *Nat. Rev. Phys.* **2** 601 (2020)

Proton charge radius

K.Yu. Khabarova^(1,a), N.N. Kolachevsky^(1,2)

⁽¹⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ International Center for Quantum Optics and Quantum Technologies (the Russian Quantum Center),

ul. Novaya 100, 143025 Skolkovo, Moscow region, Russian Federation

E-mail: ^(a) kseniakhabarova@gmail.com

The so-called proton charge radius puzzle was one of the challenging problems in physics in the last decade. A significant (at the level of four standard deviations (4σ)) difference between the values of the root-mean-square proton charge radius measured in normal and muonic hydrogen has kindled lively discussions among both experimentalists and theoreticians specializing in quantum electrodynamics. The problem becomes even more glaring (up to 7σ) if data on the scattering of electrons on protons are taken into account. We review various methods that enable measurement of the proton charge radius, analyze the origin of the disagreement, and present results of recent experiments that aim at resolving this puzzle.

Keywords: proton radius, hydrogen atom, muonic hydrogen, proton radius puzzle, Rydberg constant, single-photon spectroscopy, e–p scattering

PACS numbers: 06.20.Jr, 06.30.Ft, 12.20.Fv, 32.10.Fn, 32.30.Jc, 42.62.Fi

Bibliography — 96 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (10) 1095–1106 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.06.038986>

Received 11 February 2021, revised 4 June 2021

Physics–Uspekhi **64** (10) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.06.038986>