

10:12

©1993 г.

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ ПРОТОНА

Б.А.Мамырин, Н.Н.Аруев, С.А.Алексеевко,

Представлена методика измерения гиромагнитного отношения протона с помощью статического двухступенчатого магнитного масс-спектрометра. Проведенные эксперименты полностью подтвердили теоретические предпосылки такого определения. Наш результат $\gamma'_p = 2.675153(41) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$ хорошо согласуется со значением, полученным в последнем согласовании фундаментальных констант.

В согласовании фундаментальных физических констант 1986 г. [1], так же как и в более ранних согласованиях, погрешность определения γ'_p существенно превышала погрешности других величин (штрих означает, что значение приведено без поправки на диамагнитное экранирование протонов в воде). Это связано с тем, что экспериментально измеренные значения в слабом поле $\gamma'_{p\text{low}}$ [2-4] и в сильном поле $\gamma'_{p\text{high}}$ [5-7], вошедшие в согласование в качестве входных данных, имели погрешности в диапазоне от десятых долей ppm^1 до 5 ppm . При этом максимальные расхождения средних значений в каждом из методов значительно отличались друг от друга: для метода слабого поля это расхождение достигает $\sim 8 \text{ ppm}$, а для метода сильного поля $\sim 14 \text{ ppm}$. Возможными причинами таких расхождений являются систематические погрешности при измерении абсолютных значений токов, геометрических параметров элементов сложной конфигурации и влияние многочисленных электрических и магнитных эффектов (утечки, неоднородность распределения тока по сечению проводника, неоднородность магнитного поля и т.д.).

Оба экспериментальных метода определения γ'_p (в сильном и слабом полях) основаны на использовании выражения

$$\gamma'_p = \omega'_N / B, \quad (1)$$

где ω'_N — частота ядерно-магнитного резонанса (ЯМР) протона в магнитном поле B .

Так как в настоящее время измерения частоты ЯМР протона с высокой точностью не вызывают больших трудностей, то основные проблемы

¹ $\text{ppm}(\text{parts per million})$ — миллионные доли от измеряемой величины.

связаны с измерением абсолютного значения индукции магнитного поля B . По способу измерения B и различаются существующие методы.

В методе слабого поля $[2-4]$ магнитное поле создается при помощи длинного соленоида, в центре которого помещается протонный образец. Величина индукции (~ 0.01 Тл) рассчитывается по коэффициенту A , пропорциональному геометрическим параметрам соленоида, и измеряемому току I , пропускаемому через обмотку соленоида. Тогда

$$\gamma'_{\text{plow}} = \omega'_N / AI. \quad (2)$$

Во втором методе $[5,6]$ используются сильные магнитные поля $0.2 \div 0.5$ Тл, создаваемые электромагнитами, причем магнитный зазор ориентирован вертикально. В этом случае B определяется путем измерения силы, с которой магнитное поле воздействует на проводник в виде прямоугольной рамки, по которому пропускается ток определенной величины. Сила измеряется взвешиванием. В этом случае

$$\gamma'_{\text{phigh}} = \omega'_N \chi_0 I / mg, \quad (3)$$

где I — измеряемый ток; m — масса уравнивающих грузов, g — ускорение свободного падения для места проведения эксперимента; χ_0 — эффективная ширина токовой рамки, учитывающая неоднородность магнитного поля и отклонения рамки от идеальной прямоугольной формы.

Вдоль рамки характер магнитного поля сильно изменяется: близкое к однородному в центре магнитного зазора, оно резко неоднородно у краев полюсных наконечников и переходит в слабое рассеянное в верхней части рамки.

Обоим методам присущи систематические ошибки, связанные с измерениями геометрических параметров элементов со сложными конфигурациями, с измерениями неоднородных магнитных полей и значительных по величине токов. Чтобы избежать этих источников ошибок, нами была разработана принципиально новая методика измерения γ'_p $[7]$. Рабочее уравнение, положенное в ее основу, получается из выражений для циклотронной частоты ω_{ci} ионов с отношением массы к заряду M_i/q_i и радиуса их движения ρ_i в магнитном поле B

$$\omega_{ci} = q_i B / M_i; \quad (4)$$

$$\rho = \sqrt{2U M_i / q_i} / B, \quad (5)$$

откуда

$$B = 2U / \omega_{ci} \rho^2, \quad (6)$$

где U — разность потенциалов, ускорившая ионы.

Из уравнения (6) и выражения для магнитного момента протона в ядерных магнетонах

$$\mu'_p / \mu_N = \omega'_N / \omega_{cp}. \quad (7)$$

Учитывая, что циклотронные частоты протона ω_{cp} и ионов ω_{ci} (при движении их в магнитном поле B по одной и той же траектории и ускорении одним и тем же напряжением) обратно пропорциональны их массам M_p и M_i

$$\omega_{ci} M_i = \omega_{cp} M_p = \text{const}, \quad (8)$$

имеем

$$B = (2U/\rho^2\omega_N)(\mu'_p/\mu_N)(M_i/M_p). \quad (9)$$

Подставляя уравнение (9) в уравнение (1), получаем рабочее уравнение для определения γ'_p масс-спектрометрическим способом

$$\gamma'_{pms} = \frac{1}{2} \frac{\omega_N^2}{\mu'_p/\mu_N} \frac{\rho^2 M_p}{U M_i}. \quad (10)$$

В этом уравнении в качестве вспомогательных коэффициентов используются значения масс протона M_p и ионов M_i , а также μ'_p/μ_N , с высокой точностью измеренные в работах [8,9] и косвенно полученные в [1,10]. Величинами, измеряемыми в масс-спектрометрическом способе определения γ'_p , являются ω'_N , ρ и U .

В рабочее уравнение (10) напряжение U входит в знаменатель, как ток в методе слабого поля (уравнение (2)), хотя измерения проводятся в сильном магнитном поле $B \approx 0.12$ Тл. В таком поле частота ω'_N может быть легко измерена с погрешностью < 0.1 ppm. Измерения радиуса ионной траектории ρ могут быть выполнены с высокой точностью, если фиксировать положение ионного пучка с помощью узких щелей. Основную сложность представляют измерения с высокой точностью энергии ионов, выходящих из источника. Во-первых, ионы в пучке имеют различные энергии из-за теплового разброса их начальных энергий. Во-вторых, имеется неопределенность в величине средней энергии пучка, связанная с наличием градиентов электрического поля в области ионизации.

Для устранения этих неопределенностей был разработан специальный двухступенчатый статический масс-спектрометр, схема которого представлена на рис. 1. Ионы образуются в источнике электронным ударом и, выйдя через щель S_0 , движутся по окружности радиуса ρ_0 . Пройдя половину длины окружности, ионы изменяют свою энергию в замедляющем зазоре между дуантом и экранирующим электродом и через щель S_1 попадают в дуант. Подавая соответствующие замедляющие напряжения на дуант, можно провести ионный пучок или через щель S_2 с радиусом траектории ρ_1 или через S_3 с ρ_2 . На выходе из дуанта ионы получают приращение энергии в теперь уже ускоряющем зазоре и попадают на

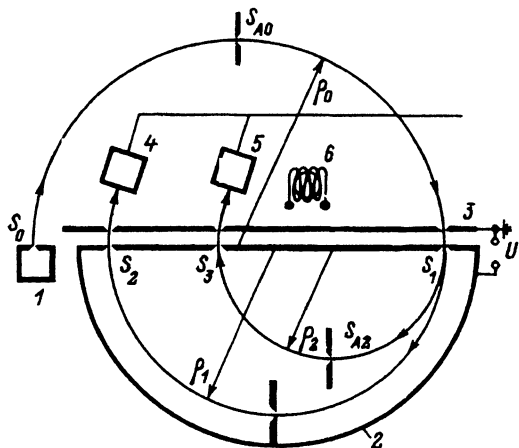


Рис. 1. Схема двухступенчатого магнитного статического анализатора.

1 — источник ионов; 2 — дуант; 3 — экранирующий электрод; 4, 5 — регистрирующие устройства; 6 — датчик ЯМР; S_0 — щель источника; S_1 — входная щель дуанта; S_2, S_3 — выходные щели; S_{A0}, S_{A1}, S_{A2} — апертурные щели.

вход специально разработанных магнитных умножителей с непрерывными диодами, ток которых регистрируется электрометрическим усилителем. Апертурные щели S_{AO} , S_{A1} и S_{A2} служат для ограничения разбросов ионов по углам и для точной фиксации ионного пучка.

Введя обозначение $\Delta U = U_1 - U_2$, где U_1 и U_2 — замедляющие потенциалы на дуанте, соответствующие движению ионов по орбитам с $\rho_1 = D_1/2$ и $\rho_2 = D_2/2$, преобразуем рабочее уравнение (10) к виду

$$\gamma'_p = \frac{\omega_N'^2}{\mu'_p/\mu_N} \frac{D_1^2 - D_2^2}{8\Delta U} \frac{M_p}{M_i}. \quad (11)$$

Таким образом, в экспериментах должны измеряться следующие величины: ω'_N , ΔU , D_1 и D_2 .

Параметры нашего анализатора таковы: $\rho_0 \simeq 109$ мм, $\rho_2 \simeq 92$ мм, $\rho_1 \simeq 60$ мм, $S_0 \simeq S_1 \simeq S_2 \simeq S_3 \simeq 4$ мкм. На этом этапе работы измерения расстояний между щелями и размеров щелей проводились с помощью измерительного микроскопа УИМ-23 и концевых мер. Измерения напряжений, подаваемых на дуант, производились с помощью полуавтоматического потенциометра Р-345 с делителем напряжения Р-313. В качестве опорного использовалось напряжение нормального элемента, находящегося в термостате, температура которого поддерживалась с погрешностью $\pm 0.005^\circ$ С. Основными требованиями, предъявляемыми к анализатору, являются возможность достижения максимальной разрешающей способности и симметричная форма линии для нахождения величины напряжения на дуанте, соответствующей прохождению пучка ионов через середины щелей S_0 , S_1 , S_2 и S_3 . Разрешающая способность анализатора по основанию линии дается выражением

$$R_{1,2} = \frac{\rho_{1,2}}{S_0 \frac{\rho_0}{\rho_{1,2}} + S_1 \left(\frac{\rho_0}{\rho_{1,2}} - 1 \right) + S_{2,3}} \quad (12)$$

для случаев прохождения пучка по траекториям с радиусами ρ_1 и ρ_2 соответственно. В уравнении (12) считается, что вклад аббераций за счет угловых разбросов существенно меньше вклада от хроматических аббераций в силу малых размеров апертурных щелей S_{AO} , S_{A1} и S_{A2} . При указанных выше параметрах достигнутая разрешающая способность на траектории с ρ_1 составила $R_1 \simeq 9.5 \cdot 10^3$, а на ρ_2 $R_2 \simeq 4 \cdot 10^3$, что близко к теоретическим значениям.

Как и в работе [8], при измерениях мы использовали методику совмещения сигналов ЯМР и выходного ионного тока на экране осциллографа, так как она исключает влияние изменений сигналов за время единичного измерения. Развертка сигнала ЯМР осуществлялась катушками Гельмгольца, создающими локальное магнитное поле в зоне расположения датчика ЯМР. Развертка сигналов ионного тока производилась малым напряжением, подаваемым на дуант. Для обеих разверток использовалось синусоидальное напряжение с частотой 3 Гц.

Процедура измерений и методика получения γ'_p состояла в следующем. Так как величина магнитного поля на орбитах ионов отличается от поля в месте расположения датчика ЯМР и, кроме того, общий уровень поля и его распределение могут зависеть от температуры, изменения рассеянных магнитных полей и т.п., то перед основными измерениями

и после них производилось снятие карты магнитного поля на орбитах с радиусами ρ_1 и ρ_2 . По этим данным в результате основных измерений вводилась расчетная поправка на неоднородность магнитного поля Δ_1 подобно тому, как это делалось при наших измерениях μ'_p/μ_N [8].

Затем в зазор магнита медленно (для исключения возникновения токов Фуко в теле камеры) вводилась камера анализатора и проводились измерения ω'_N , U_1 и U_2 . Для получения одной точки обычно производилось 8–10 измерений. Для учета действия рассеянных электрических полей и возможности применения экстраполяционной методики [10] измерения велись на двух типах ионов $^1\text{H}_2^+$ и $^4\text{He}^+$. Во время измерений контролировались температуры нормального элемента, анализатора и магнита. Все перечисленные измерения составляли одну серию.

После нескольких серий проводились измерения расстояний между щелями $S_1 - S_2$, $S_1 - S_3$, $S_2 - S_3$, т.е. величин D_1 и D_2 . При этом контролировалась температура мерной пластины, на которой расположены щели, и значения D_1 и D_2 пересчитывались к температуре анализатора во время основных измерений.

По экспериментальным данным одной серии определялись значения γ_{pi}^* для каждого типа ионов, затем по этим значениям проводилась линейная экстраполяция к значению γ_p^* при нулевой массе, чтобы исключить влияние рассеянных электрических полей на движение ионов по рабочим орбитам. Необходимым требованием применения экстраполяционной методики является неизменность рассеянных электрических полей при перестройке анализатора с одних ионов на другие. Расчетные оценки и контрольные опыты показали, что на данном этапе работы это требование выполнялось в пределах погрешности единичного измерения 5–6 *ppm*.

Для нахождения истинного значения γ'_p в результат, полученный при экстраполировании в каждой серии, вводился ряд поправок.

1. Поправка на неоднородность магнитного поля. Она рассчитывалась по формуле

$$\Delta_1 = 2(c_1 D_1^2 - c_2 D_2^2)/(D_1^2 - D_2^2), \quad (13)$$

где $c_1 = \Delta D_1/D_1$, $c_2 = \Delta D_2/D_2$ — относительные изменения диаметров орбит, обусловленные неоднородностью магнитного поля.

Величины c_1 и c_2 вычислялись [11] согласно следующему выражению:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta D}{D} = & \frac{1}{2B_0} \left[\frac{1}{B_0} \int_0^\pi \Delta B_\rho(\varphi)(1 + \cos \varphi) \int_0^\varphi \Delta B_\rho(\varphi_1) d\varphi_1 d\varphi - \right. \\ & \left. - \frac{1}{B_0} \int_0^\pi \Delta B_\varphi(\varphi) \sin \varphi \int_0^\varphi \Delta B_\rho(\varphi_1) d\varphi_1 d\varphi + \int_0^\pi \Delta B_z(\varphi) \sin \varphi d\varphi, \right. \end{aligned} \quad (14)$$

в котором $\Delta B_\rho(\varphi)$, $\Delta B_\varphi(\varphi)$, $\Delta B_z(\varphi)$ — составляющие вектора неоднородной части магнитного поля в точке с угловой координатой φ , которая отсчитывается от точки входа пучка ионов в дуант, т.е. от щели S_1 . Погрешность введения этой поправки не превышала 0.2 *ppm*.

2. Поправка Δ_2 связана с конечной шириной замедляющего зазора и обусловлена тем, что при переходе с измерений при $\rho = \rho_1$ на измерения с $\rho = \rho_2$ изменяется циклоидальная траектория движения пучка в

замедляющем зазоре. В связи с этим измеряемое значение ΔU не точно равно изменению энергии ионов. Задача о нахождении Δ_2 была решена численно для зазора шириной 0.5 мм. Величина этой поправки составила

$$\Delta_2 = (-2.88 \pm 0.15) \text{ ppt.} \quad (15)$$

3. Релятивистская поправка Δ_3 вычислялась в соответствии с выражением

$$\Delta_3 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{v_2}{c} \right)^2 \frac{\rho_2^2}{\rho_1^2 - \rho_2^2} - \left(\frac{v_1}{c} \right)^2 \frac{\rho_1^2}{\rho_1^2 - \rho_2^2} \right], \quad (16)$$

где v_1 и v_2 — скорости ионов $^1\text{He}^+$ или $^4\text{He}^+$ на орбитах с радиусами ρ_1 и ρ_2 .

Величина релятивистской поправки для ионов $^1\text{H}_2^+$ составила -2.28 ppt , а для $^4\text{He}^+$ $\Delta_3 = -0.57 \text{ ppt}$. Погрешность введения этой поправки $< 0.1 \text{ ppt}$.

4. Поправка на действие тока накала измерялась при переключении полярности тока во время измерений. Было найдено, что $\Delta_4 \simeq (-7.0 \pm 2.0) \text{ ppt}$.

5. Как и в экспериментах по измерению μ'_p/μ_N [8], поправка на магнитные свойства анализатора определялась как разница в поправке на неоднородность магнитного поля при наличии камеры в зазоре и без нее. Как и в случае с Δ_1 , погрешность введения этой поправки не превышала 0.2 ppt .

Нами было проведено 6 серий измерений. Среднее значение, полученное в них, равно $\gamma'_p = 2.675159 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$.

Случайная среднеквадратическая ошибка из 6 серий равна $\sigma_{\text{сл}} \simeq 9 \text{ ppt}$.

Тщательному рассмотрению и оценке подверглись источники возможных систематических ошибок, общие для всех серий. К ним были отнесены погрешности делителя напряжения, градуировки потенциометра, измерения длины, поверки нормального элемента, а также ошибки, связанные с возможной асимметрией пиков ЯМР и ионного тока, введением расчетных поправок. Основной, определяющий вклад в возможную систематическую ошибку $\sim 10 \text{ ppt}$ вносит погрешность градуировки полуавтоматического потенциометра Р-345. Полагая, что источники ошибок независимы друг от друга, к ним применялся закон сложения

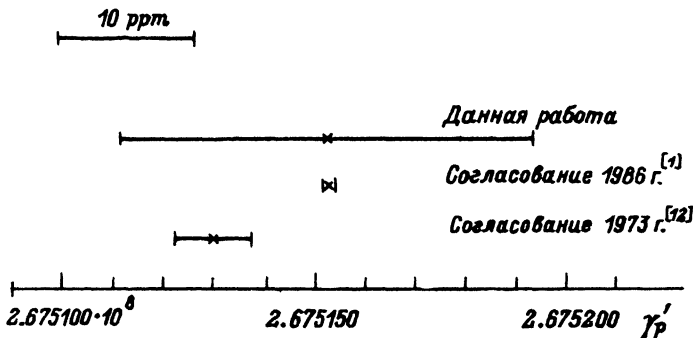


Рис. 2. Сравнение значений γ'_p , полученных в согласованиях фундаментальных физических констант 1973 и 1986 г. и в настоящей работе.

ния дисперсий, и суммарная величина $\sigma_c = \sqrt{\sum \sigma_s^2} \simeq 12 \text{ ppm}$. Полная величина среднеквадратической ошибки $\sigma_n = \sqrt{\sigma_{cn}^2 + \sigma_c^2} \simeq 15 \text{ ppm}$. Таким образом, результат предварительного определения, измеренный с использованием эталона Вольты, принятого в нашей стране, равен $\gamma'_p = (2.675159 \pm 0.000041) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$.

На основании [13,13] можно перейти от электрических единиц, которые были приняты в нашей стране, к абсолютным единицам. Тогда $\gamma'_p = (2.675153 \pm 0.000041) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$.

На рис. 2 приведены значения γ'_p полученные в результате согласований фундаментальных физических констант 1973 [12] и 1986 г. [1], а также результат, полученный в нашей работе. Отмеченные погрешности соответствуют среднеквадратическим ошибкам.

Несмотря на значительную погрешность предварительного результата, на наш взгляд, он интересен тем, что хорошо согласуется по среднему значению с современным рекомендованным значением γ'_p , и тем, что он получен принципиально новым, независимым способом.

Список литературы

- [1] *Cohen E.R., Taylor B.N.* The 1986 Adjustment of the Fundamental Physical Constants. Pergamon Press, 1986. N 3. 36 p.
- [2] *Williams E.R., Olsen P.T.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1575-1579.
- [3] *Студенцов Н.В., Хорев В.Н., Шифрин В.Я.* // Измерительная техника. 1981. № 6. С. 56-57.
- [4] *Hara K., Nakamura H.* // Precision Measurement and Fundamental Constants / Ed. by D.N.Langenberg, B.N.Taylor. NBS (USA). Special Publ., 1971. N 343. P. 123-130.
- [5] *Ягола Г.К., Зингерман В.И., Сенетый В.Н.* // Измерительная техника. 1966. № 7. С. 44-47.
- [6] *Kibble B.P., Hunt G.J.* // Precision Measurement and Fundamental Constants / Ed. by D.N.Langenberg, B.N.Taylor. NBS (USA), Special Publ., 1971. N 343. P. 131-135.
- [7] *Мамырин В.А., Алексеенко С.А., Аруев Н.Н., Огуртsoва Н.А.* // Proc. Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants-5 / Ed. by J.H.Sanders, A.H.Wapstra. Plenum Press, 1975. P. 526-530.
- [8] *Мамырин В.А., Аруев Н.Н., Алексеенко С.А.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 7. С. 3-20.
- [9] *Petley B.W., Morris K.* // J. Phys. 1974. Vol. A7. N. 2. P. 167-182.
- [10] *Van Dyck R.S., Jr., Moore F.L., Farnham D.L., Schwinberg P.B.* // Bull. Am. Phys. Soc. 1986. Vol. 31. P. 244.
- [11] *Алексеенко С.А., Аруев Н.Н., Мамырин В.А.* // Метрология. 1974. № 4. С. 54-62.
- [12] *Cohen E.R., Taylor B.N.* // J. Phys. and Chem. Data. 1973. Vol. 2. N 4. P. 663-734.
- [13] *Тарбеев Ю.В., Колтик Е.Д., Рождественская Т.Б. и др.* // ПТЭ. 1981. № 12. С. 3-5.

Физико-технический
институт им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
27 октября 1992 г.