

Определение константы спин-спиновой связи для изотопного аналога водорода HD с целью оценки существования спин-зависимого взаимодействия неэлектромагнитного происхождения

Ю. И. Неронов¹⁾, Н. Н. Серегин

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Менделеева, 190005 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 22 сентября 2014 г.

После переработки 6 октября 2014 г.

В работе представлены новые экспериментальные данные по определению константы спин-спиновой связи в изотопном аналоге водорода HD: $J_{pd} = 43.115(9)$ Гц. Экспериментальный результат не совпадает с величиной $J_{pd} = 43.31(5)$ Гц, теоретически полученной в работе Хелгакера и др. при развитии новых методов прецизионных вычислений в рамках квантовой механики для $t \approx 300^\circ\text{K}$. В работе Ледбеттера и др. показано, что разность между экспериментальными и теоретическими данными для спин-спиновой связи J_{pd} в HD позволяет на порядки точнее оценивать ограничения на проявление аномальных спин-зависимых потенциалов между нуклонами в атомном масштабе, чем другие методы. Из ранее полученных данных для этой разности ($\Delta J_{pd} \approx 0.24$ Гц) Ледбеттер и др. оценивают ограничение на массу псевдоскалярных (аксион-подобных) бозонов как $m_a \leq 1000$ эВ. По аналогии с этими оценками расхождение новых результатов, $\Delta J_{pd} \approx (0.195 \pm 0.051)$ Гц, можно трактовать как проявление аномального взаимодействия. Последнее может быть связано с обменом аксион-подобными частицами с массой $m_a \approx (800 \pm 200)$ эВ.

DOI: 10.7868/S0370274X14220019

В последние несколько десятилетий поиски спин-зависимых взаимодействий неэлектромагнитного происхождения привлекают значительный интерес. В частности, спин-зависимые потенциалы могут быть связаны с обменом псевдоскалярными (аксион-подобными) бозонами. Аксионы являются также привлекательными и в качестве кандидата для темной материи [1].

Данные ЯМР (ядерный магнитный резонанс) спектроскопии используются для оценки возможного присутствия гипотетических частиц, которые могут внести вклад в спин-спиновое взаимодействие между известными элементарными частицами. Так, в работе [2] были оценены ограничения на существование аксион-подобных частиц в экспериментах по измерению отношения магнитных моментов μ_p/μ_d в магнитных полях электромагнита и сверхпроводящего магнита. В таких экспериментах можно оценить наличие вкладов в спин-спиновое взаимодействие неэлектромагнитного происхождения на расстояниях порядка 1–2 см (расстояние между ориентированными магнитным полем протонами в образце

и ориентированными электронами в намагниченном железном сердечнике).

Поиск аналогичных аномальных эффектов спин-спинового взаимодействия между нуклонами и электронами был продолжен для расстояний порядка атомарных размеров на основе сопоставления экспериментальных и расчетных данных, полученных из сверхтонкой структуры водородоподобных атомов [3–5].

Далее, в работе 2013 г. Ледбеттера и др. [6] показано, что разность между экспериментальными и теоретическими данными для спин-спиновой связи протона и дейтрона J_{pd} в молекулярном водороде HD позволяет на порядки точнее оценивать ограничения на проявление аномальных спин-зависимых потенциалов в атомном масштабе, чем это удалось сделать в ряде других работ, в частности в [3–5].

Из опубликованных экспериментальных данных для J_{pd} следует отметить два результата: 42.94 ± 0.04 Гц [7] и 43.26 ± 0.06 Гц [8]. Можно предполагать, что в качестве погрешности авторы указывали погрешность, оцениваемую по разбросу данных для отдельных полученных ими серий спектров. Данные могут содержать систематические погрешности,

¹⁾e-mail: yineronov@mail.ru

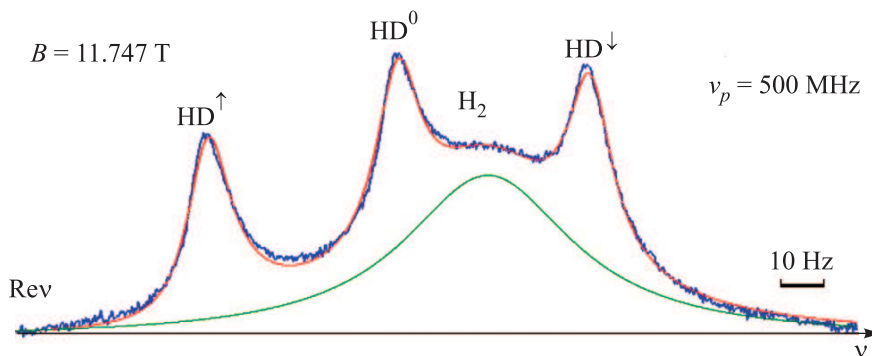


Рис. 1. Протонный ЯМР-спектр, накопленный от газообразного образца со смесью H_2 и HD (кривая с наличием шумового фона), и расчетный контур четырех сигналов, вычисленный методом минимизации квадратичных отношений

связанные, например, с асимметрией формы ЯМР-сигналов.

В работе Ледбеттера и др. [6] использовались, в частности, экспериментальные данные из работы Ю.И. Неронова и А.Е. Барзаха [9]. В ней опубликован результат для Jpd с малой погрешностью (по сравнению с [7, 8]): $Jpd = 43.115 \pm 0.012$ Гц, полученный при $t \approx 300^\circ T$. Данные работы [9] были получены 40 лет назад. В связи с современным интересом к этой постоянной в настоящей работе выполнена перепроверка результата [9]. Проведено исследование спектральных числовых массивов на возможное присутствие в данных систематических погрешностей.

Спектр ЯМР от газообразного образца с водородом HD имеет вид триплета на протонном резонансе и дублета на резонансе ядер дейтерия. Ниже для примера представлен протонный спектр (рис. 1), накопленный авторами от смеси H_2 и HD газообразного образца при использовании серийного ЯМР-спектрометра с индукцией магнитного поля $B = 11.747$ Т. В спектре присутствует широкий сигнал от обычного водорода, который перекрывается с компонентами триплета от HD . Присутствие обычного водорода связано с технологическими особенностями способа приготовления образцов [9–11].

При обработке серии из 10 аналогичных спектров (рис. 1) случайный разброс данных определения Jpd находится, как правило, на уровне $\delta(Jpd) \approx 0.1$ Гц. Уменьшение такой погрешности за счет увеличения числа регистрируемых спектров оказалось нецелесообразным, поскольку из-за присутствия широкого сигнала от H_2 систематическая погрешность в лучшем случае снова оказывается на уровне $\delta(Jpd) \approx 0.1$ Гц.

Спин-спиновое расщепление сигналов ЯМР не зависит от величины используемого магнитного поля. Для высокоточных измерений Jpd имеет значение

прежде всего достигнутой уровень высокой однородности магнитного поля в пределах образца. Меньшая ширина спектральных линий наблюдается на резонансе ядер дейтерия, где ширина линий для компонент дублета имеет величину $\Delta f \approx 3$ Гц. Погрешность определения константы спин-спиновой связи в HD требовалось уменьшить до $\delta(Jpd) \approx 0.01$ Гц, что составляет примерно треть процента от ширины спектральной линии. Для прецизионного определения частотной разности между компонентами спектра HD целесообразно использовать стабилизацию резонансных условий спектрометра на протонном резонансе и регистрировать дублет на резонансе дейтронов.

На серийных ЯМР-спектрометрах резонансные условия стабилизируют по сигналу от дейтронов растворителя (как правило, по сигналу от дейтерохлороформа). В настоящей работе как приборную основу использовали ЯМР-спектрометр, описанный авторами ранее [12]. Спектрометр был перестроен в режим регистрации дублета от ядер дейтерия. Образцы с водородом изготавливались по методике, описанной в [9–11]. Как и в [11], использовались составные цилиндрические соосные ампулы. Основная ампула с HD устанавливалась в центре. Кольцевое пространство более широкой ампулы было заполнено ацетоном. Протонный сигнал от ацетона имеет достаточно малую собственную ширину ($\Delta f < 1$ Гц). Он использовался при регулировках для минимизации градиентов магнитного поля, а также для длительной стабилизации резонансных условий.

При накоплении сигналов требовалось достижение таких условий регистрации, при которых спектральные линии имели бы минимальную асимметрию. Асимметрия спектральных сигналов связана с остаточными квадратичными градиентами магнитного поля в пределах образца. Как правило,

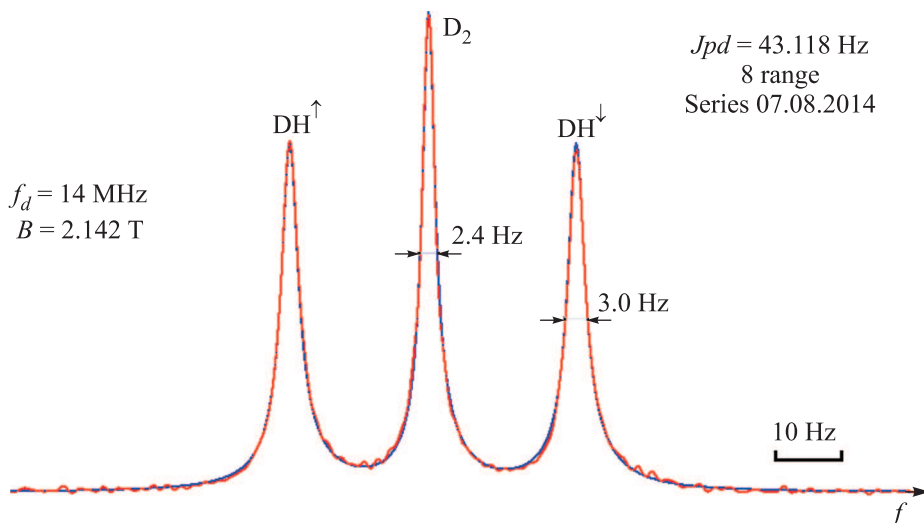


Рис. 2. ЯМР-спектр, накопленный от образца с газообразной смесью DH и D₂ на резонансе ядер дейтерия и расчетный контур для трех сигналов спектра

она является причиной систематических погрешностей.

На рис. 2 представлен один из типичных спектров, полученных в настоящей работе на резонансе ядер дейтерия. Кривая с шумовым фоном показывает экспериментальные точки, а контурам линии без шумового фона соответствуют результаты обработки экспериментальных числовых массивов. Сигналы были описаны набором лоренцевых контуров. Параметры последних определялись с использованием итерационной процедуры с минимизацией квадратичных отклонений. Программа обработки таких спектральных числовых массивов была составлена авторами. Она основана на соотношениях, приведенных в наших работах [11, 12]. Взаимное соответствие вычисленных параметров контуров и исходного экспериментального числового материала можно оценивать по рис. 2 (во многих точках наблюдается совпадение амплитуд).

Вместе с тем хорошее видимое соответствие расчетного контура сигналов и экспериментальных данных (рис. 2) является необходимым, но не достаточным критерием отсутствия возможных систематических отклонений на уровне $\delta(Jpd) \approx 0.01$ Гц. Дополнительно были использованы два критерия, позволяющие выявить асимметрию сигналов и выбраковать серии, накопленные с влиянием квадратичных градиентов магнитного поля.

Во-первых, исходные файлы тестировались на стабильность результата (данных для частотного интервала между компонентами дублета) при умножении исходных числовых массивов, представляющих

затухающие сигналы спиновой прецессии, на экспоненту $\exp(-x/a)$. Спектры, имеющие достаточно высокую симметрию формы сигналов, показывали стабильные данные при изменении параметра экспоненты от 0.01 до 3.51.

Во-вторых, проверялась стабильность результата по отношению к расширению частотного интервала (включающего сигналы, рис. 2), использованного в итерационной процедуре минимизации квадратичных отклонений при вычислении параметров лоренцевых контуров. Для примера на рис. 3 представлены результаты обработки 4 серий, которые содержали по 12 спектров и были получены от двух образцов в разное время. Соответствующие числовые массивы были обработаны с использованием частотного интервала от 100 до 500 Гц. По мере увеличения частотного интервала больший вес приобретают точки, передающие уровень базовой линии спектра. Максимальному интервалу в 500 Гц соответствовало 2972 точек спектра, используемых для минимизации квадратичных отклонений.

Как мы видим, три первые серии, полученные при разных условиях настройки спектрометра, дают схожие результаты, если использовать интервал частот $\Delta f \approx 200 \pm 100$ Гц. Для примера на рис. 3 представлена четвертая серия. Нестабильность результатов являлась основанием для отбраковки этой группы спектров.

В итоге для константы спин-спиновой связи была получена величина $Jpd = 43.115(9)$ Гц при температуре $t \approx 300^\circ T$. Она согласуется с предшествующим результатом [9]. Подобное совпадение не ка-

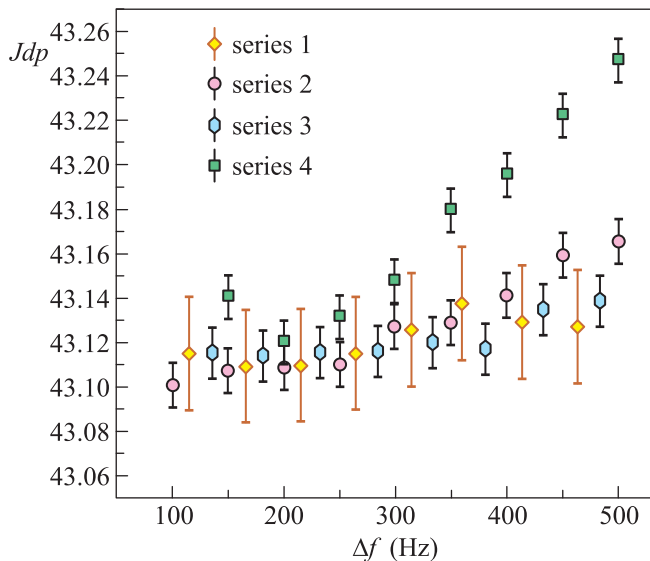


Рис. 3. Расчетные данные для разности частот компонент дублета спектра ДН в зависимости от интервала частот, использованного в итерационной процедуре минимизации квадратичных отклонений

жется случайным, если учесть, что в работе [9] было использовано магнитное поле с однородностью $dB/B \approx (0.1 \text{ Гц})/(65 \text{ МГц}) \approx 2 \cdot 10^{-9}$, а спектральные числовые массивы пересылались для тщательной математической обработки на вычислительный центр ЛИЯФ а.

Следует отметить, что серия 1, для которой регистрировался больший разброс данных ($\delta(Jpd) \approx \pm 0.025 \text{ Гц}$, см. рис. 3), была получена от образца с давлением в ампуле $P \approx 70 \text{ атм}$, серии 2 и 3 с разбросом данных $\delta(Jpd) \approx \pm 0.01 \text{ Гц}$ – от образца с давлением $P \approx 90 \text{ атм}$, а в предшествующей работе [9] использовалась ампула с давлением $P \approx 130 \text{ атм}$. Таким образом, на уровне погрешности $\approx 0.01 \text{ Гц}$ зависимости результата от давления в ампулах не обнаружено.

Ледбеттер и соавторы [6], используя ранее опубликованные данные для Jpd [7, 9, 13], оценили по максимуму различие теоретического расчета и эксперимента как

$$\Delta Jpd \approx 0.24 \text{ Гц.} \quad (1)$$

При это они показывают, что расхождение (1) дает более жесткие ограничения на существование аномального спин-зависимого потенциала между нуклонами (на два порядка по сравнению с оценками [3–5]). В частности, из (1) авторы [6] выводят следующее ограничение на массу аксион-подобных частиц:

$$m_a \leq 1000 \text{ эВ.} \quad (2)$$

К настоящему времени опубликованы более точные теоретические значения этой константы, $Jpd = 43.31(5) \text{ Гц}$ [8], полученные в рамках квантовой механики для температуры $t \approx 300 \text{ }^\circ\text{T}$. Теперь можно осуществить более строгое сравнение расчетных и экспериментальных данных для константы спин-спиновой связи в НД. Из сопоставления новых теоретических результатов [8] и экспериментальных данных настоящей работы следует, что

$$\Delta Jpd = 43.31(5) - 43.115(9) = 0.195(51) \text{ Гц.} \quad (3)$$

Полученное расхождение (3) при оптимистичных прогнозах можно отнести к проявлению неэлектромагнитного взаимодействия, связанного, например, с обменом аксион-подобными частицами. Тогда по аналогии с оценками (1) и (2) можно объяснить расхождение $\Delta Jpd = (0.195 \pm 0.051) \text{ Гц}$ влиянием аксион-подобных частиц, имеющих массу

$$m_a \approx (800 \pm 200) \text{ эВ.} \quad (4)$$

Экспериментально регистрируется меньшая энергия спин-спинового взаимодействия в НД, чем вычисленная в рамках квантовой механики. Сопоставление имеющихся на настоящий момент данных для Jpd предполагает наличие взаимодействия антигравитационной направленности: из-за возможного проявления нового фундаментального взаимодействия протон и дейтрон не притягиваются, а отталкиваются.

Таким образом, дальнейшие работы по снижению погрешности определения как экспериментальных, так и теоретических значений Jpd представляют большой интерес, как для проверки новых теоретических разработок для прецизионных вычислений в рамках квантовой механики, так и (в случае более строгого подтверждения расхождения данных) для оценки существования нового фундаментального взаимодействия.

1. J. Ipser and P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **50**, 925 (1983).
2. A. A. Ansel'm and Yu. I. Neronov, ЖЭТФ **88**, 1946 (1985).
3. S. G. Karshenboim, Phys. Rev. Lett. **104**, 220406 (2010); Phys. Rev. D **82**, 073003 (2010); Phys. Rev. D **82**, 113013 (2010).
4. S. G. Karshenboim, Phys. Rev. A **83**, 062119 (2011).
5. S. G. Karshenboim and V. V. Flambaum, Phys. Rev. A **84**, 064502 (2011).
6. M. P. Ledbetter, M. V. Romalis, and D. F. Jackson Kimball, Phys. Rev. Lett. **110**, 040402 (2013).

7. J. R. Beckett, Ph.D. Thesis, Rutgers University, M. (1979).
8. T. Helgaker, M. Jaszunski, P. Garbacz, and K. Jackowski, *Molec. Phys.* **110**, 2611 (2012).
9. Yu. I. Neronov and A. E. Barsach, *ЖЭТФ* **69**, 1872 (1975).
10. Н. Н. Аруев, Ю. И. Неронов, *ЖТФ* **82**, 116 (2012).
11. Yu. I. Neronov and N. N. Seregin, *Metrologia* **51**, 54 (2014).
12. Yu. I. Neronov and A. N. Seregin, *Meas. Tech.* **53**, 926 (2010).
13. O. Vahtras, H. Ågren, P. Jørgensen, H. J. Aa. Jensen, S. B. Padekjær, and T. Helgaker, *J. Chem. Phys.* **96**, 6120 (1992).