

Лабораторная работа 10.4

Магнитные моменты лёгких ядер

Гарина Ольга
Б04-901

6 марта 2022 г.

Содержание

1	Введение	3
1.1	Классическое рассмотрение	3
1.2	Квантовый подход	3
1.3	Магнитные моменты лёгких ядер	4
2	Экспериментальная установка	5
3	Результаты	6
4	Вывод	7
5	Литература	8

Цель работы: вычислить магнитные моменты протона и ядра фтора на основе измерения их g-факторов методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

1 Введение

Многие из веществ в амагниченном состоянии приобретают способность поглощать энергию электромагнитных волн. Это поглощение носит резонансный характер, т.е. происходит лишь при определенном соотношении между длиной электромагнитной волны и напряженностью постоянного магнитного поля, намагничивающего образец. Явления этого рода получили общее название магнитного резонанса, играющего значительную роль в исследованиях строения вещества.

1.1 Классическое рассмотрение

Во внешнем магнитном поле магнитный момент μ будет прецессировать вокруг H_0 с ларморовской частотой

$$\omega_0 = \frac{\mu H_0}{L} = \gamma H_0, \quad (1)$$

где $\gamma = \mu/L$ – гиромагнитное соотношение.

Приложим теперь перпендикулярно к постоянному полю слабое по сравнению с ним магнитное поле H_1 , вращающее вокруг H_0 с частотой ω . Если частоты полей равны, то под действием поля H_1 возникает вращательный момент, направленный так, что магнитный момент стремится расположиться в плоскости, ортогональной H_0 . Если частоты полей не равны, то суммарный вращательный момент будет равен нулю.

В поле H_0 момент μ имеет наименьшую энергию, если параллелен полю; отклоняясь от такой ориентации под действием поля H_1 , этот момент приобретает максимальную энергию, если примет направление, антипараллельное H_0 , и это сопровождается поглощением энергии высокочастотного поля.

1.2 Квантовый подход

В квантовой теории проекция момента импульса M на заданную ось может принимать лишь дискретные значения

$$M_z = m\hbar, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l. \quad (2)$$

Проекция момента квантуется, это значит, что момент импульс не может иметь произвольного направления по отношению к любому фиксированному направлению в пространстве. Они не могут иметь точных значений, это вытекает из соотношения неопределенностей.

Проекция магнитного момента также квантуется

$$\mu_{mz} = \gamma\hbar m_J, \quad (3)$$

где J – максимальное значение квантового числа m .

В магнитном поле H_0 магнитный диполь обладает потенциальной энергией

$$E = -(\mu_m, H_0) = -\mu_{mz}H_0 = -\gamma\hbar m_J H_0. \quad (4)$$

Следовательно, для магнитной частицы, характеризуемой квантовым числом J , в магнитном поле возникает $2J+1$ энергетических уровней – зеемановских уровней. Между этими уровнями возможны самопроизвольные и вынужденные переходы. Вероятности самопроизвольных переходов с верхних на нижние и с нижних на верхние уровни равны. Вынужденные переходы происходят, например, при наложении электромагнитного поля и регулируются правилами отбора.

Итак, магнитный резонанс – это избирательное поглощение веществом электромагнитных волн определенной частоты, обусловленное изменением ориентации магнитных моментов частиц вещества. Если поглощение энергии осуществляется ядрами, то магнитный резонанс называется ядерным.

1.3 Магнитные моменты лёгких ядер

Полный магнитный момент количества движения ядра обозначается символом I . Эта величина является суммой спинового момента ядра и его полного орбитального момента

$$I = L + S. \quad (5)$$

Отношение дипольного магнитного момента μ к механическому моменту называется гиромагнитным соотношением и записывается в виде

$$\gamma = g\gamma_0, \quad (6)$$

где g – фактор Ландэ, а

$$\gamma_0 = -\frac{e}{2m_e c}. \quad (7)$$

$$\gamma_{\text{я}} = \frac{e}{2Mc}, \quad (8)$$

где M – масса протона.

Магнитный момент ядра измеряется в ядерных магнетонах

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2Mc}. \quad (9)$$

Тогда магнитный момент удобнее переписать в виде

$$\mu = g_{\text{я}}\mu_{\text{я}}I, \quad (10)$$

где $g_{\text{я}}$ – ядерный g -фактор.

Величина I определяется несколькими путями

1. Сверхтонкая структура спектром вызвана взаимодействием электронов с магнитным моментом ядра. В этом случае электроны приобретают дополнительную энергию, зависящую от величины магнитного момента ядра и от его ориентации относительно направления магнитного поля электрона. I определяется путем подсчета числа компонент сверхтонкой структуры в спектре данного изотопа.
2. Чередование интенсивностей в полосатых спектрах двухатомных молекул с тождественными ядрами. Определение величины I основано на том факте, что статистические веса симметричных и антисимметричных состояний спинов относятся как $(I + 1)/I$.
3. Ядерные реакции. Определение спина ядра в этом случае основано на том, что вероятность перехода зависит от спина и четности исходного и конечного ядер.
4. Ядерный магнитный резонанс. Явление ядерного магнитного резонанса было описано выше. В этом случае связь I и J разрывается и оба этих вектора независимо прецессируют вокруг H с угловой частотой $\omega = g(eH/Mc)$.

2 Экспериментальная установка

Различие между двумя соседними компонентами расщепленного уровня определяется формулой

$$\Delta E = \gamma_{\text{я}} \mu_{\text{я}} B_0. \quad (11)$$

Соответствующая частота находится обычным способом

$$f_0 = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\gamma_{\text{я}} \mu_{\text{я}} B_0}{h}. \quad (12)$$

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В данной лабораторной работе прибор Ш1-9 используется не для определения магнитного поля, а для реализации и регистрации сигнала ЯМР. Контурные катушки, входящие в состав колебательных контуров, были заменены на новые, поэтому показания магнитного поля на цифровом индикаторе не соответствуют действительности. Приближенное значение магнитного поля определяется по калибровочному графику (рис.3.). На калибровочном графике приведена зависимость магнитного поля от тока в катушках электромагнита. Уточнение магнитного поля производится с помощью холловского датчика магнитного поля Ш1-10. В данной работе используются 3 образца. Внутри каждого датчика находится сам образец с намотанной на него контурной катушкой L и модуляционной катушкой.

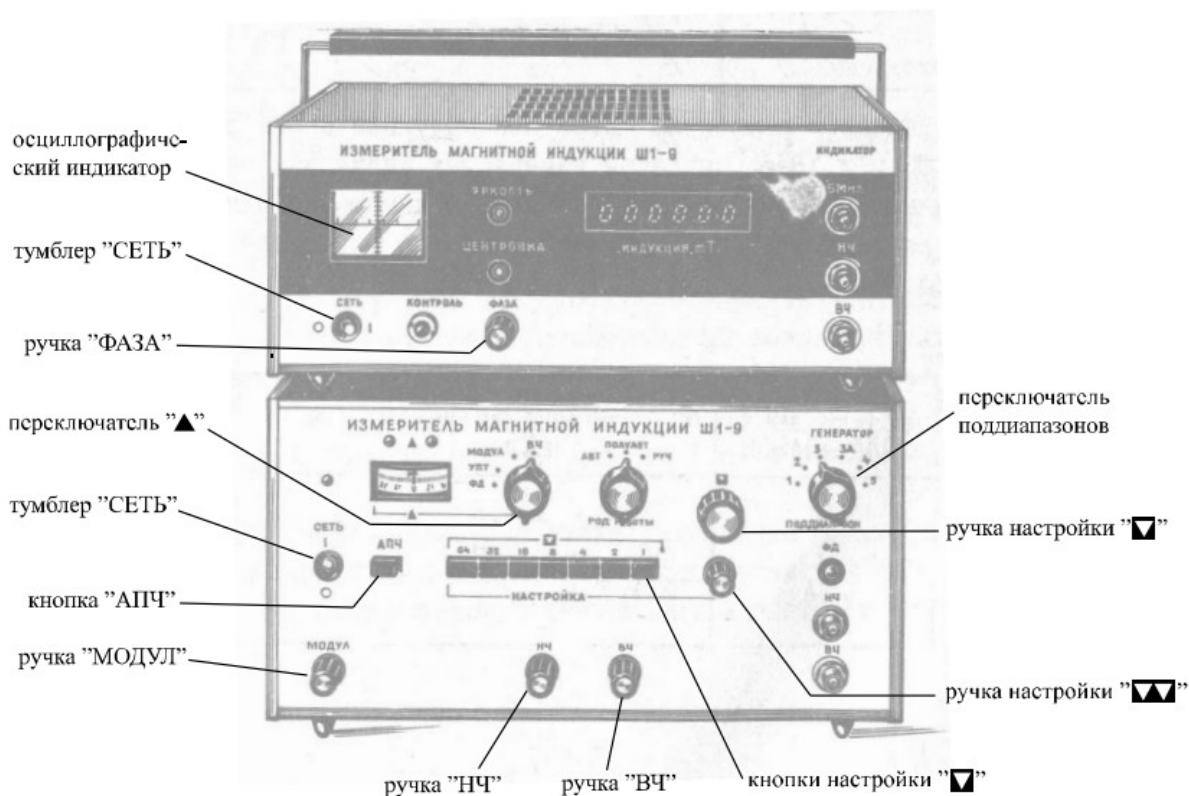
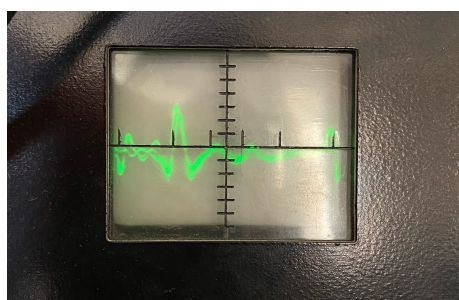


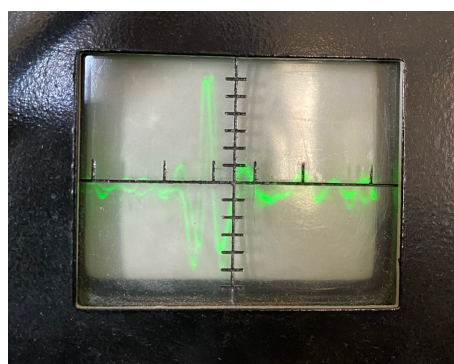
Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки

3 Результаты

В данной лабораторной работе исследовались магнитные моменты протона и ядра фтора с использованием трех образцов: воды, резины и тефлона. Для получения данных на экране осциллографа регистрировался сигнал резонанса. Сигнал следовало получить, установив требуемое значение тока в катушках, соответствующее определенному значению магнитного поля, затем с помощью регулирования частоты добивались появления пика резонанса на экране осциллографа.



а)



б)

Рисунок 2 – Сигналы резонанса для а) воды, б) резины

По формуле (13) были подсчитаны значения g-факторов, используя следующие

щие константы

$$\mu_{\text{я}} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл}$$

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж с.}$$

$$g_{\text{я}} = \frac{hf_0}{\mu_{\text{я}}H_0}. \quad (13)$$

Из полученных данных был получен магнитный момент по формуле (10), зная, что спин протона $1/2$, а спин ^{19}F также $1/2$. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты

Вещество	Вода	Тефлон	Резина
частота f_0 , МГц	10,4	9,615	10,32
ток I , А	2,01	1,97	1,99
поле H_0 , мТл	244,87	240	242,44
g	$5,578 \pm 0,005$	$5,259 \pm 0,006$	$5,589 \pm 0,005$
μ , $\mu_{\text{я}}$	$2,789 \pm 0,003$	$2,629 \pm 0,003$	$2,794 \pm 0,003$

4 Вывод

В ходе данной лабораторной работы были получены экспериментальные значения для g -факторов и магнитных моментов протона и ядер фтора. Результаты приведены в таблице 1. Табличные значения исследуемых величин:

$$g_{\text{p}} = +5,586$$

$$\mu_{\text{F}} = 2,629\mu_{\text{яд}}$$

$$\mu_{\text{p}} = 2,793\mu_{\text{яд}}$$

Таким образом, ошибки составили 1,5 и 0,5 % при определении g -фактора протона по образцам воды и резины. 1,5 и 0,7 % при определении магнитного момента протона с помощью воды и резины и 0,3% при определении магнитного момента ядра фтора. Ошибки могут быть обусловлены неточностью калибровочного графика (рис.3).

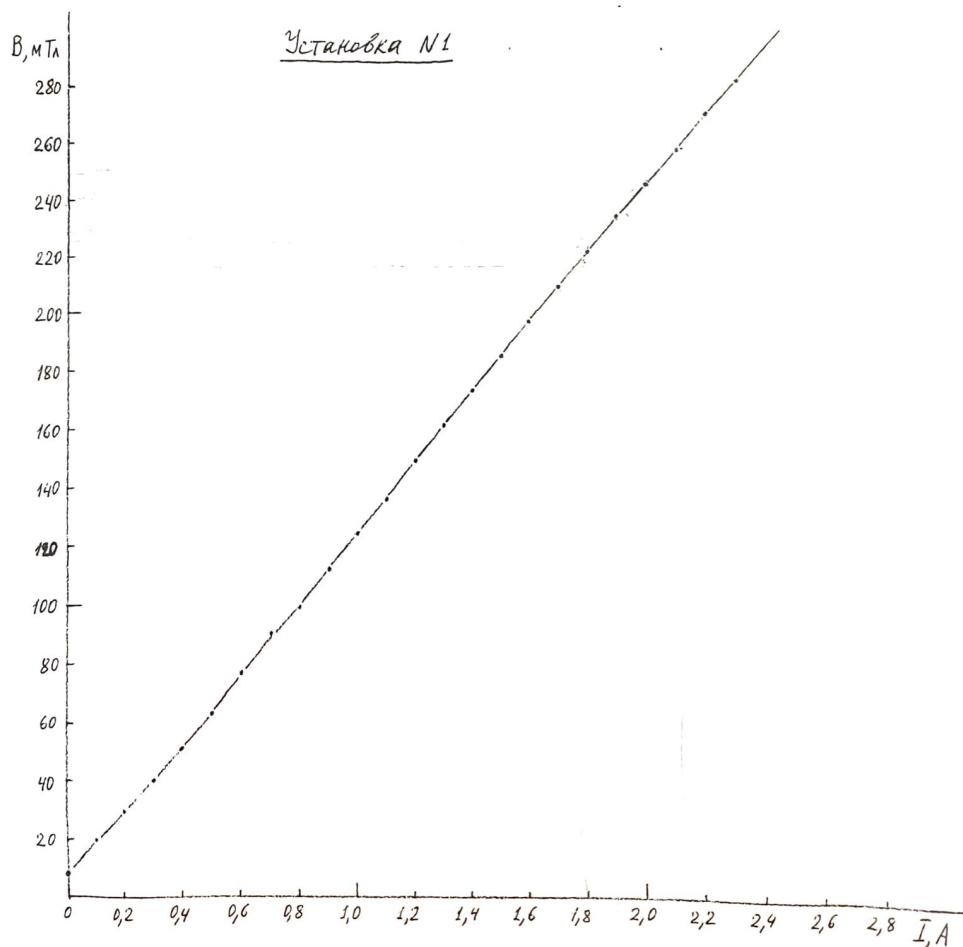


Рисунок 3 – Калибровочный график

5 Литература

1. Лабораторный практикум по общей физике: Квантовая физика: Учеб. пособие для вузов /Игошин Ф.Ф., Самарский Ю.А., Ципенюк Ю.М.