

3. Характеристики протона

Основные характеристики протона приведены в таблице 3.1. Здесь же для сравнения приведены характеристики нейтрона и электрона.

Таблица 3.1

Характеристики протона, нейтрона и электрона

Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Масса mc^2 , МэВ	938.272	939.565	0.511
Электрический заряд (в единицах элементарного заряда $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл)	+1	0	-1
Спин $\vec{S} = \hbar\sqrt{s(s+1)}$	$s = 1/2$	$s = 1/2$	$s = 1/2$
Изоспин I	1/2	1/2	
Проекция изоспина I_z	+1/2	-1/2	
Чётность P	+1	+1	
Статистика	Ферми-Дирака		
Магнитный момент (для нуклонов — в ядерных магнетонах, для электрона — в магнетонах Бора)	+2.79	-1.91	+1.001
Кварковый состав	uud	udd	
Время жизни	$> 10^{32}$ лет	885.7 ± 0.8 с	$> 4.6 \cdot 10^{26}$ лет
Тип распада		$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$	

Одной из основных характеристик частицы является её масса. Массу частицы можно определить измерив ускорение частицы под действием известной силы на основе второго закона Ньютона

$$m = \vec{F} / \vec{a} \quad (3.1)$$

$$E = mc^2, \quad c = 1.$$

Если частица имеет электрический заряд q , то в электромагнитном поле на нее действует сила Лоренца

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (3.2)$$

По траектории частицы в электромагнитном поле можно определить заряд q и массу m частицы.

Формулы (3.1) и (3.2) справедливы для нерелятивистской частицы. В релятивистском случае массу частицы можно определить, зная энергию E и импульс частицы

$$E^2 - c^2 p^2 = m^2 c^4. \quad (3.3)$$

Спин. Магнитный момент частицы.

Другой важной характеристикой частицы является спин частицы \vec{S} – собственный квантовомеханический момент частицы и связанный с ней магнитный момент частицы $\vec{\mu}_s$.

Взаимодействие электрического заряда частицы e с внешним магнитным полем \vec{B} описывается дипольным магнитным взаимодействием

$$E_{\text{маг}} = -\vec{\mu} \vec{B}. \quad (3.4)$$

В классической физике величина дипольного магнитного момента μ вычисляется из соотношения

$$\vec{\mu} = \frac{1}{e} (\text{ток} \times \text{площадь}). \quad (3.5)$$

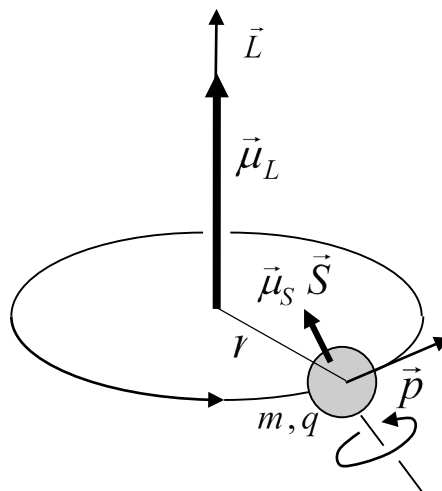


Рис. 3.1. Орбитальный \vec{L} , спиновый \vec{S} , магнитные моменты $\vec{\mu}_L$ и $\vec{\mu}_s$ частицы.

Частица массой m и зарядом q , движущаяся по круговой орбите имеет орбитальный момент количества движения \vec{L} и создает магнитный момент $\vec{\mu}_L$.

$\vec{\mu}_s$ — спиновый магнитный момент частицы.

Направление вектора $\vec{\mu}_L$ перпендикулярно плоскости кругового тока и определяется величиной орбитального момента \vec{L} частицы. Классический орбитальный момент частицы \vec{L} определяется соотношением

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}, \quad (3.6)$$

\vec{r} – радиус-вектор соединяющий центр масс частицы с точкой, относительно которой вычисляется орбитальный момент. В квантовой механике импульс \vec{p} заменяется оператором импульса \hat{p}

$$\hat{p} = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right). \quad (3.7)$$

В квантовой механике состояние частицы описывается волновой функцией. Волновая функция частицы с определёнными значениями момента количества движения \vec{L} и проекцией момента L_z удовлетворяет уравнениям

$$L^2 \psi_{L,M} = \hbar^2 l(l+1) \psi_{L,M} \quad (3.8)$$

$$L_z \psi_{L,M} = l_z \psi_{L,M} \quad (3.9)$$

Квантовые числа орбитального момента l и его проекции l_z должны быть целыми числами. При данном значении l величина l_z принимает $2l+1$ значение от $+l$ до $-l$

$$l_z = +l, +(l-1), \dots, -(l-1), -l,$$

т.е. квантование орбитального момента L сопровождается $2l+1$ значением проекции момента количества движения на выделенное направление (рис. 3.2).

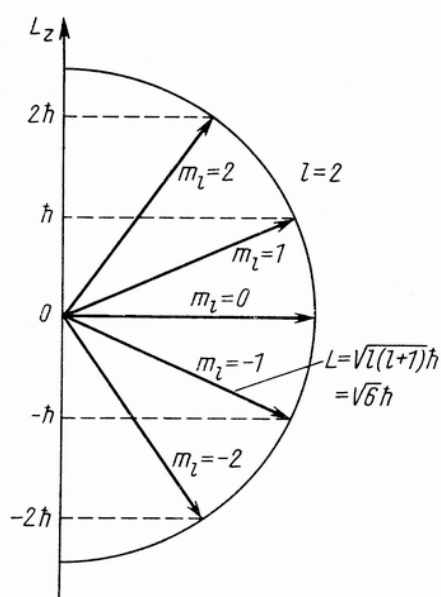


Рис. 3.2. Возможные ориентации вектора \vec{L} при квантовом числе $l = 2$.

Аналогичные условия квантования имеют место и для спинового момента частицы \vec{S} и ее полного момента количества движения $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

$$J^2 \psi_{J, J_z} = \hbar^2 j(j+1) \psi_{J, J_z}, \quad J_z \psi_{J, J_z} = J_z \psi_{J, J_z}, \quad (3.10)$$

$$S^2 \psi_{S, S_z} = \hbar^2 s(s+1) \psi_{S, S_z}, \quad S_z \psi_{S, S_z} = S_z \psi_{S, S_z}, \quad (3.11)$$

Величина вектора спина \vec{S} определяется квантово-механическим соотношением

$$\vec{S} = \hbar^2 s(s+1),$$

где величина s характерная для каждой частицы называется квантовым числом спина. Величина S_z характеризует величину проекции вектора спина \vec{S} на выделенное направление (ось z).

Частицы могут иметь целое и полуцелое значение спина s .

Примером частицы с целым спином $s = 0$ является пион. Протон и нейтрон имеют полуцелое значение спина $s = 1/2$. Фотон имеет спин $s = 1$.

Связь между магнитным моментом μ и полным моментом частицы J описывается соотношением

$$\vec{\mu} = g \frac{e\hbar}{2mc} \vec{J}. \quad (3.12)$$

Фактор g характеризует величину отклонения магнитного момента от классического значения $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}$. Величина μ_0 называется **магнетон** и представляет собой единицу измерения магнитного момента частицы. В атомной физике единицей измерения магнитного момента является магнетон Бора

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,5788 \cdot 10^{-14} \text{ МэВ/Гс}, \quad (3.13)$$

m_e — масса электрона.

В физике частиц магнитные моменты измеряются в ядерных магнетонах.

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3,1525 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ/Гс}, \quad (3.14)$$

m_p — масса протона.

Ядерный магнетон примерно в 2000 раз меньше магнетона Бора.

П. Дирак показал, что точечная заряженная частица со спином $s = 1/2$, массой m и зарядом q имеет величину собственного магнитного момента

$$\mu_{\text{точечн}} = \frac{q\hbar}{2mc} = 2. \quad (3.15)$$

Отклонение магнитного момента μ частицы со спином $s = 1/2$ от этой величины свидетельствует о внутренней структуре (отклонении от точечности) частицы.

По аналогии со спиновым g_s -фактором вводят орбитальные g_l -факторы электрона, протона, нейтрона.

$$g_l(e) = g_l(p) = 1, \quad g_l(n) = 0.$$

В таблице 3.2 приведены g -факторы электрона, протона, нейтрона.

Таблица 3.2

g -факторы электрона, протона, нейтрона

Частица	Орбитальный g -фактор g_l	Спиновый g -фактор g_s
Электрон	1	2
Протон	1	5.586
Нейтрон	0	-3.826

Экспериментально измеренные значения магнитных моментов протона и нейтрона

$$\mu_p = 2,79\mu_N$$

$$\mu_n = -1,91\mu_N$$

Отрицательная величина магнитного момента нейтрона связана с тем, что вектор магнитного момента нейтрона $\vec{\mu}_n$ направлен в противоположную сторону от спина нейтрона \vec{s}_n . Направления векторов магнитного момента протона $\vec{\mu}_p$ и его спина \vec{s}_p совпадают. Отличие магнитных моментов протона и нейтрона от дираковских значений свидетельствует о том, что эти частицы не являются точечными частицами, а имеют сложную внутреннюю структуру.

В магнитном поле \vec{B} происходит расщепление энергетических состояний в зависимости от спина частицы. Число состояний равно $2s + 1$. На рис. 3.3 показано расщепление энергетических уровней частицы со спином $s = 3/2$ в магнитном поле \vec{B} .

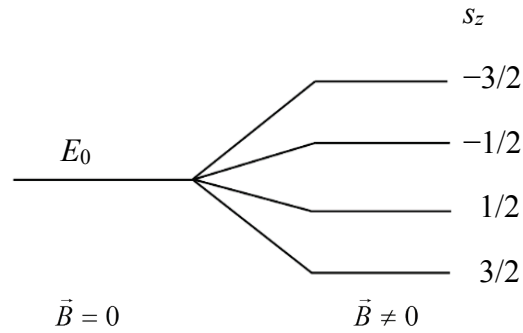


Рис. 3.3. Расщепление уровней энергии частицы, имеющей спин $s = 3 / 2$ в магнитном поле.

Энергетическое расщепление уровней частицы в магнитном поле используется для определения спина частицы s .

Определение массы протона

В 1907 году Дж. Томсон предложил метод масс-спектропии для определения масс атомных ядер. Данный метод заключается в разделении ионов в электрическом или магнитном поле в зависимости от отношения массы иона к его заряду $\frac{M}{eZ}$.

В 1919 году Ф. Астон и А. Демпстер создали первые масс-спектрометры, которые позволили измерить массу иона водорода (массу протона). В спектрометрах Астона и Демпстера ионы создавались электронной бомбардировкой паров исследуемого вещества, ускорялись и направлялись в вакуумную камеру. Скорость ионов в вакуумной камере может быть определена из соотношения

$$eZ \cdot U = \frac{Mv^2}{2}. \quad (3.16)$$

Z — заряд иона, U — разность потенциалов ускоряющего поля, M — масса иона, v — скорость иона

В вакуумной камере поддерживалось постоянное перпендикулярное орбите иона магнитное поле \vec{H} . Траектория иона под действием силы Лоренца искривляется. Из связи центробежной и лоренцевой сил можно получить радиус окружности иона

$$\frac{evH}{c} = \frac{Mv^2}{r}. \quad (3.17)$$

\vec{H} — напряженность магнитного поля, r — радиус окружности иона.

Таким образом, связь массы иона с радиусом r траектории иона и параметрами спектрометра имеет вид:

$$M = \frac{r^2 H^2 e}{2Uc^2}. \quad (3.18)$$

Современные измерения массы протона методом масс-спектропии дают величину массы протона:

$$m_p c^2 = 938,2720813 \pm 0,0000058 \text{ МэВ}.$$

Определение магнитного момента и спина протона

Спин протона можно определить по энергетическому расщеплению уровней частицы в магнитном поле. Число состояний равно $2s+1$. В эксперименте наблюдалось расщепление уровней протона на два уровня. Таким образом, спин протона $s = 1/2$.

Впервые точное значение магнитного момента протона было получено методом магнитного резонанса. Метод магнитного резонанса был предложен И. Раби в 1937 году. Метод И. Раби заключается в измерении частоты поля, при которой происходит переориентация магнитного момента ядра. По резонансной частоте магнитного поля рассчитывается величина магнитного момента. Схема опыта изображена на рис. 3.4.

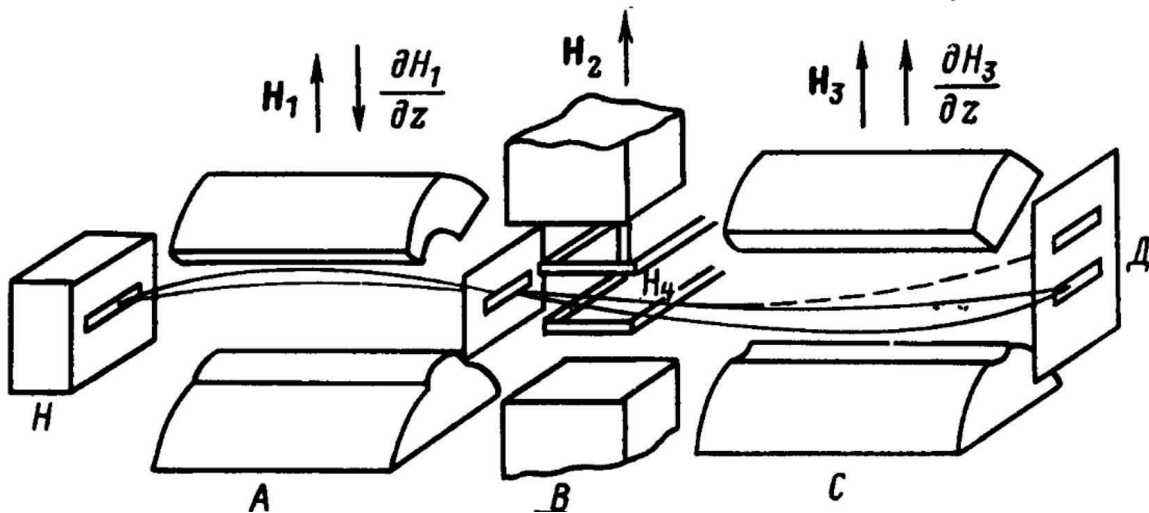


Рис. 3.4. Схема опыта И. Раби определения магнитного момента протона.

A, B, C - три электромагнита, которые создают одинаково направленные постоянные магнитные поля H_1, H_2, H_3 . Два из которых H_1 и H_3 являются неоднородными и имеют противоположные градиенты

$$\frac{\partial H_3}{\partial z} = -\frac{\partial H_1}{\partial z}. \quad (3.19)$$

Пучок ядер проходит от нагревателя H к детектору D через три области с различными магнитными полями. В первой области (область A)

создается неоднородное магнитное поле H_1 , в результате взаимодействия магнитного момента ядер и магнитного поля H_1 происходит отклонение ядер от первоначального направления движения. Во второй области (область В) присутствуют два поля. Первое из этих полей H_2 однородное поле, которое служит для выделения направления ориентации магнитных диполей без их смещения. Второе поле является ВЧ осциллирующим полем H_4 , которое служит для переориентации магнитных моментов ядер. После прохождения области “В” пучок ядер попадает в область “С”, здесь создается неоднородное магнитное поле H_3 , при прохождении этого поля пучок ядер вновь отклоняется. Если резонансное условие не выполняется и переориентации магнитных моменты ядер в области “В” не произошло, то направление пучка после прохождения всех полей не изменится, так как поля H_1 и H_3 имеют противоположные градиенты. Если резонансное условие выполняется, и произошла переориентация магнитных моментов, то пучок ядер при прохождении магнитного поля H_3 отклонится в том же направлении, что и при прохождении магнитного поля H_1 , и происходит отклонение пучка от первоначального направления (штриховая линия на рисунке). Вычислим необходимую энергию для переориентации магнитного момента ядра в магнитном поле. Выражение для энергии взаимодействия магнитного момента ядра и магнитного поля имеет вид

$$U = -\mu_I H_2 = -\mu_I H_2 \frac{I_z}{I}, \quad (3.20)$$

μ_I - магнитный момент ядра, I_z , I - проекция спина и спин ядра.

Тогда для изменения проекции спина ядра на $\Delta I_z = \pm 1$ требуется энергия $\Delta U = \frac{-\mu_I H_2}{I}$. Необходимая энергия для переориентации магнитного момента ядра сообщается ВЧ магнитным полем H_4 . При совпадении частоты поля H_4 с резонансной частотой $\nu_{рез}$ будет наблюдаться переориентация спина ядра. Резонансная частота имеет вид

$$\nu_{рез} = \frac{\omega_{рез}}{2\pi} = \frac{\Delta U}{2\pi\hbar} = \frac{\Delta U}{h}.$$

На рис. 3.5 изображено опрокидывание спина заряженной частицы.

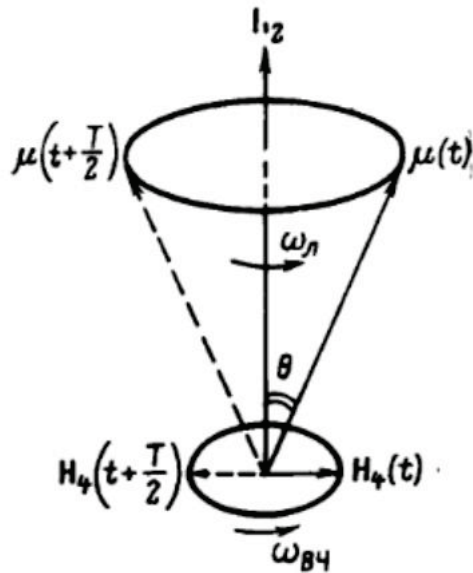


Рис. 3.5. Ориентация векторов $\vec{\mu}$ и \vec{H} в опыте Раби.

Энергия перехода $\Delta U = \frac{-\mu_I H_2}{I}$ связана с ларморовской прецессией спина ядра в поле H_2 с частотой Лармора

$$\omega_L = \frac{\Delta U}{\hbar} = \frac{\mu H}{\hbar I}. \quad (3.21)$$

Поле H_4 представимо в виде двух циклических полей вращающихся навстречу друг другу. Влияние компоненты поля H_4 вращающейся навстречу ω_L усредняется по времени, а компонента поля сонаправленная с ω_L при совпадении частот $\omega_{\text{вч}} = \omega_L$ “накапливается” с течением времени. На рис. 3.5 изображены векторы μ_I и H_4 через полпериода, из рис. 3.5 видно, что их взаимная ориентация в пространстве сохраняется со временем.

На основе $\nu_{\text{рез}}$ частоту магнитного поля, при которой осуществляется переход можно вычислить g -фактор.

$$\omega_{\text{рез}} = 2\pi\nu_{\text{рез}} = \omega_L = \frac{\mu H}{\hbar I} = \frac{g\mu_N H}{\hbar}. \quad (3.22)$$

В случае отсутствия резонанса $\omega_{\text{вч}} \neq \omega_L$ и ВЧ магнитное поле H_4 не будет переориентировать ядерные магнитные диполи. В этом случае отклонения ядер при прохождении неоднородных полей H_1 и H_3 компенсируются, так как данные поля имеют одинаковую напряженность и противоположные направления градиентов. При наличии резонанса $\omega_{\text{вч}} = \omega_L$ происходит переориентация магнитных моментов ядер при прохождении области ВЧ поля H_4 . В результате,

ядра во время прохождении неоднородного поля H_3 отклоняются в том же направлении, что и при пролете H_1 , так как магнитные моменты ядер были переориентированы. В эксперименте это видно как отклонения пучка от первоначального направления движения ядер на рис. 3.5 этот случай отмечен штриховой линией.

Резонансное совпадение частот $\omega_{в.л} = \omega_л$ можно получить путем изменения частоты поля H_4 или изменяя лармовскую частоту прецессии ω_n . Для изменения ω_n необходимо изменять H_2

Современное значение магнитного момента протона

$$\mu_p = (2,7928473508 \pm 0,0000000085)\mu_b. \quad (3.23)$$

Изоспин

Протон и нейтрон имеют примерно одинаковую массу и ведут себя практически одинаково в сильных взаимодействиях, что свидетельствует о симметрии сильных взаимодействий, которую называют изоспиновой симметрией.

Для описания этой симметрии протону и нейтрону приписывают квантовое число изоспина $I = 1/2$. Протон имеет значение проекции изоспина $I_3(p) = +1/2$, нейтрон — $I_3(n) = -1/2$. Протон и нейтрон рассматривают как два зарядовых состояния одной частицы – нуклона. Величина электрического заряда нуклона дается соотношением

$$q_{\text{нуклона}} = e \left(\frac{1}{2} + I_3 \right). \quad (3.24)$$

Различие в массах и величинах магнитных моментов протона и нейтрона обусловлено электромагнитным взаимодействием.