

3.11. Гироманнитные эффекты.

3.11.1. Гироманнитные отношения.

Рассмотрим вновь магнитные моменты, поскольку намагничивание связано с переориентировкой магнитных моментов вещества в определенном направлении.

Наглядное представление о взаимосвязи магнитных и механических свойств частиц можно получить из рассмотрения орбитального движения электронов. В водородоподобном атоме состояние электрона может быть задано набором четырех квантовых чисел (n, l, m_l и m_s). Здесь n – главное квантовое число; l – орбитальное квантовое число; m_l – магнитное квантовое число; m_s – спиновое (магнитное) квантовое число. Пусть e и m_0 – заряд и масса электрона, соответственно, тогда магнитный момент, вызванный орбитальным движением электрона равен:

$$\mathbf{M} = m_l \frac{e\hbar}{2m_0c} = m_l \mathbf{M}_B, \quad (3.11.1)$$

где $m_l = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$, а $\mathbf{M}_B = \frac{e\hbar}{2m_0c} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг} / \text{Гс}$ – магнетон Бора.

Механический момент орбитального движения электрона обозначим, как и ранее, L , а его проекция равна: $L_z = m_l \hbar$. Тогда отношение:

$$g_L = \frac{\mathbf{M}}{L_z} = \frac{e}{2m_0c} \quad (3.11.2)$$

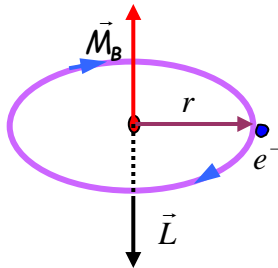


Рис. 11.1.

называется *магнитомеханическим* или *гироманнитным* отношением. Для орбитального движения оно выражается через мировые константы. Нетрудно увидеть, что к такому же результату (3.11.2) приводят вычисления по полуклассической (старой квантовой) модели атома Бора. Ток, создаваемый движущимся по орбите радиусом r электроном, определяется (см рис. 11.1):

$$I = -\frac{e}{T}, \quad (3.11.3)$$

где $T = \frac{2\pi r}{v}$ – период обращения электрона по орбите, v – скорость орбитального движения. Тогда магнитный момент орбитального движения электрона записывается:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{c} IS = -\frac{1}{c} \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 = -\frac{evr}{2c}. \quad (3.11.4)$$

Механический момент движения электрона равен: $L = m_0 vr$. Итак, получаем *орбитальное гироманнитное отношение* равно (3.11.2):

$$g_L = \frac{\mathbf{M}}{L} = \frac{e}{2m_0c},$$

что совпадает с квантовым определением гироманнитного отношения (3.11.2).

Рассмотрим спиновые механический и магнитный моменты. В квантовой физике получаем, что проекция собственного момента количества движения электрона определяется $S_z = \pm \hbar/2$; а

соответствующий (спиновый) магнитный момент равен магнетону Бора $\mathbf{M} = \frac{e\hbar}{2m_0c}$. Отсюда получаем

спиновое гироманнитное отношение, которое в 2 раза больше орбитального гироманнитного отношения:

$$g_S = \frac{e}{m_0c}. \quad (3.11.5)$$

Важно, что в рамках классической физики, которая рассматривает электрон как вращающийся заряженный объект, не дает в этом случае правильного результата $g_S^{кл} = e/2m_0c$, и это свидетельствует лишь о *непригодности классической модели описания спина* электрона.

В квантовой механике получаем, что момент импульса, его проекции и магнитный момент могут принимать только дискретные значения.

Полный механический и магнитный моменты всякого многоэлектронного атома получаются векторным суммированием орбитальных и спиновых моментов. При сложении этих моментов магнитные орбитальные и спиновые моменты взаимодействуют между собой. Это – так называемое *спин-орбитальное* взаимодействие. Могут существовать состояния атомов и молекул, где механические и магнитные моменты равны 0, то есть они скомпенсированы. Пример: в замкнутых (заполненных электронами) оболочках в атомах суммарный механический и магнитный моменты равны нулю.

Если в атоме оболочки незамкнутые, то магнитный момент атома в целом определяется суммой полного орбитального и полного спинового моментов. А поскольку g_L и g_S отличаются друг от друга, то может возникать ситуация, когда механический момент не коллинеарен магнитному моменту. При этом проекции, имея определенные значения, дают новые значения гиромагнитных отношений.

Ясно, что для каждой частицы (атома или молекулы вещества) магнитомеханическое отношение имеет вполне определенное значение. Поэтому экспериментальное исследование магнитомеханических (гиромагнитных) позволяет сделать заключение о природе носителей магнетизма в различных веществах.

3.11.2. Опыт Эйнштейна–де Гааза и эффект Барнетта.

Экспериментальное исследование гиромагнитных отношений позволяет определить, чем обусловлена намагниченность, и кто ее отвечает за ее появление – орбитальное движение или спиновые эффекты.

Идея опыта Эйнштейна-де Гааза (1915г.) состояла в следующем: когда происходит намагничивание образца, магнитные моменты поворачиваются, но с ними связаны механические моменты атомов или молекул, которые также изменяются. Эти изменения механических моментов происходит за счет внутренних сил, т.е. если система замкнута, то кристаллическая решетка должна получить обратный механический момент (т.к. полный момент образца сохраняется).

Исследование крутильных колебаний позволяет определить гиромагнитное отношение для материала образца. Для железного образца было получено $g = \frac{e}{m_0c}$, которое означает, что *магнитные свойства железа определяются спиновым магнетизмом электронов* (ферромагнетизм).

Рассмотрим опыт чуть подробнее. Мысленно разобьем исследуемое вещество на две подсистемы: электронные оболочки атомов и кристаллическую решетку. Пусть магнитные свойства вещества обусловлены электронами атомных электронных оболочек. При намагничивании образца атомные магнитные моменты \vec{M} поворачиваются, стремясь сориентироваться вдоль вектора индукции \vec{B}_0 внешнего магнитного поля. Однако с магнитными моментами атомов \vec{M} связаны механические моменты количества движения электронов оболочек атомов, равные M/g , которые также изменяются. Эти изменения механических моментов происходит за счет взаимодействий между атомами, т.е. *внутренних сил*, поэтому если система замкнута, то полный момент количества движения не может измениться и кристаллическая решетка должна получить такой же по величине, но противоположный по знаку механический момент. Следует заметить, что, в действительности, замкнутой является система “*образец + намагничивающее поле в соленоиде*”. Однако, если в качестве образца взять цилиндр, то известно (из соответствующих расчетов), что электромагнитное поле имеет относительно цилиндра момент количества движения, равный нулю, и поэтому не дает вклада в суммарный импульс системы.

Магнитный момент образца равен $\vec{J} \cdot V$, где \vec{J} – вектор намагничивания, V – объем образца. Тогда в результате намагничивания момент количества движения электронных оболочек в веществе увеличивается на величину:

$$\vec{L}_{эл} = \frac{\vec{J} \cdot V}{g} = \frac{V}{g} \vec{J}. \quad (3.11.6)$$

Отсюда следует, что кристаллическая решетка образца должна получить такой же по величине момент импульса, но противоположного знака, т.е.

$$\vec{L}_{реш} = -\frac{V}{g} \vec{J}.$$

Поэтому, если до намагничивания образец находился в состоянии покоя, то в результате намагничивания он должен прийти во вращение.

Если I_z – момент инерции тела, то $L_z = I_z \omega$ и угловая скорость ω вращения тела может быть найдена из уравнения

$$I_z \vec{\omega} = -\frac{V}{g} \vec{J}. \quad (3.11.7)$$

Эксперимент ставился следующим образом. Небольшой железный цилиндр подвешивался на тончайшей кварцевой нити и помещался внутрь соленоида, в котором создавалось магнитное поле. Повороты цилиндра отмечались с помощью маленького зеркальца, скрепленного с ним. Оценим величину эффекта. Предположим, что цилиндр радиусом r и массой $m_{обр}$ намагничивается до насыщения. Далее, пусть каждый атом в образце обладает магнитным моментом, равным одному магнетону Бора $M_B = e\hbar/2m_e c$, тогда магнитный момент всего образца будет равен

$$VJ = NM_B = \frac{m_{обр}}{A} N_A M_B,$$

где N_A – число Авогадро, а A – атомный вес. Принимая во внимание, что для цилиндра момент инерции равен $I_z = m_{обр} r^2 / 2$, получаем:

$$\frac{1}{2} m_{обр} r^2 \omega = -\frac{m_{обр}}{gA} N_A M_B$$

и отсюда получаем:

$$\omega = -\frac{1}{g} \frac{2N_A M_B}{Ar^2}. \quad (3.11.8)$$

Для железного ($A = 56$) цилиндра радиусом $r = 1$ мм эта формула дает значение угловой скорости, равное $\omega \approx 10^{-3}$ рад/с.

Эффект очень мал. Поэтому Эйнштейн и де Гааз, добиваясь усиления эффекта, пропускали по обмотке соленоида переменный ток. В переменном магнитном поле образец, периодически намагничиваясь и размагничиваясь, приходил в колебательное движение. Эффект усиливался, если частота изменения внешнего поля ω (частота переменного тока, изменяемая в опыте) совпадала с частотой собственных колебаний цилиндра ω_0 , т.е. наблюдалось явление резонанса.

Уравнение крутильных колебаний цилиндра записывается в виде

$$\frac{d}{dt} (L_{пов} + L_{эл}) = -f\dot{\varphi} - \alpha\dot{\varphi}, \quad (3.11.9)$$

где φ – угол отклонения цилиндра из положения равновесия; f – модуль кручения нити; α – постоянная, учитывающая сопротивление воздуха и прочие тормозящие силы, которые предполагаются пропорциональными угловой скорости. Далее, учитывая (3.11.6), имеем:

$$\frac{dL_{пов}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(-\frac{V}{g} J \right) = \frac{d}{dt} (I_z \omega) = I_z \frac{d\omega}{dt} = I_z \ddot{\varphi}; \quad (3.11.10)$$

$$\frac{dL_{эл}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{V}{g} J \right) = \frac{V}{g} \frac{dJ}{dt} = \frac{V}{g} \dot{J}. \quad (3.11.11)$$

Поэтому уравнение принимает вид:

$$I_z \ddot{\varphi} + \alpha \dot{\varphi} + f\varphi = -\frac{V}{g} \dot{J}. \quad (3.11.12)$$

Если теперь ввести частоту собственных колебаний, как $\omega_0^2 = f/I_z$ и коэффициент затухания $\beta = \alpha/2I_z$, то получаем

$$\ddot{\varphi} + 2\beta \dot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = -\frac{V}{gI_z} \dot{J}. \quad (3.11.13)$$

Это уравнение вынужденных крутильных колебаний. Величина, стоящая в правой части уравнения играет роль вынуждающей силы. Она возникает в результате намагничивания и перемагничивания цилиндра и предполагается известной. Поскольку связь между намагниченностью и вызывающим её полем нелинейна (железо – ферромагнетик), то правую часть уравнения раскладывают в ряд Фурье, сохраняя в этом

разложении для нахождения решения вблизи резонанса только член с основной частотой ω (см Сивухин, т.3, § 78).

Эффект Барнетта (1909 г.). Существует явление, обратное магнитомеханическому. Оно заключается в том, что при вращении парамагнитные тела намагничиваются, и это явление называется *гиромагнитным*. Объяснить этот эффект можно следующим образом. При внесении в магнитное поле электронная оболочка атома приходит во вращение относительно кристаллической решетки с угловой скоростью $\vec{\Omega} = -g\vec{B}$. При наличии такого относительного движения столкновения между атомами приводят к намагничиванию среды. Поскольку движение относительное, то следует ожидать такого же намагничивания, если привести во вращение решетку с угловой скоростью $\vec{\omega}$, равной по величине, но противоположно направленной скорости $\vec{\Omega}$. Другими словами, вращение тела с угловой скоростью $\vec{\omega}$ вызывает то же намагничивание, что и магнитное поле $\vec{B} = \vec{\omega}/g$. Это явление наблюдалось Барнеттом в 1909 (1914) г.

Сделаем численную оценку величины этого эффекта. Допустим, что гиромагнитное отношение связано с орбитальным движением электронов, т.е. имеем $g = -\frac{e}{2m_0c}$. Зададим скорость вращения, равной 100 об/с, при этом угловая скорость равна $\omega = 2\pi \cdot 100 \text{ рад/с}$. Тогда для индукции магнитного поля получаем:

$$B = \frac{2m_0c}{e} \omega \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ Гс.}$$

Для сравнения, магнитное поле у поверхности Земли составляет $0,3 \div 0,7 \text{ Гс}$.

Исследования магнитомеханического и гиромагнитного явлений показали, что гиромагнитное отношение g *всегда отрицательно*. Тем самым было подтверждено, что магнетизм обусловлен движением отрицательных электрических зарядов (электронов). Численные значения величины g оказались заключенными в пределах от $e/2m_0c$ до e/m_0c . Весьма важно, что для всех исследованных ферромагнетиков (железо, никель, кобальт, ряд сплавов) гиромагнитное отношение оказалось равным: $-e/m_0c$. Это показывает, что *магнетизм ферромагнетиков обусловлен только спином электронов, а не их орбитальным движением*.

Примечание 1. Альберт Эйнштейн, великий немецкий физик-теоретик, 1879–1955, Нобелевская премия 1921 г. за открытие законов фотоэффекта.

Вандер Иоханнес де Гааз, нидерландский физик, 1878–1960.

Сэмюэл Джексон Барнетт, американский физик, 1873–1956.

3.11.3. Опыт Штерна-Герлаха.

Наглядное и непосредственное доказательство пространственного квантования магнитного момента, а также наличия у электрона собственного магнитного момента, было получено немецкими физиками О. Штерном и В. Герлахом в опытах, поставленных ими в 1922 г.

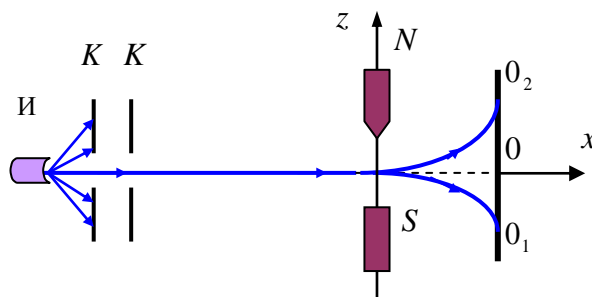


Рис. 11.2.

В вакуумированной установке исследовалось прохождение узкого пучка атомов серебра (Ag), двигавшихся в направлении оси x , через область сильно неоднородного (вдоль оси z) магнитного поля. После прохождения этой области атомы серебра фиксировались на экране. В неоднородном магнитном поле атомы, обладающие магнитным моментом, должны отклоняться от направления их первоначального распространения. На атом с магнитным моментом \vec{M} в неоднородном магнитном поле ($\partial \vec{H} / \partial z \neq 0$) действует сила, равная

$$\vec{F} = (\vec{M}, \vec{\nabla}) \vec{H}. \quad (3.11.14)$$

Если магнитный момент атома \vec{M} направлен под углом ϑ к оси z , то эта сила равна:

$$F = M \frac{\partial H}{\partial z} \cos \vartheta. \quad (3.11.15)$$

Под влиянием этой силы атом будет отклоняться вдоль оси z на величину

$$z_{\vartheta} = \frac{1}{2} \frac{M}{M_{cp}} \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right) t^2 \cos \vartheta, \quad (3.11.16)$$

Здесь M – масса атома. Время пролета в магнитном поле t определяется из условия $t = l/v$, где l – длина магнита, v – скорость атомов вдоль оси x .

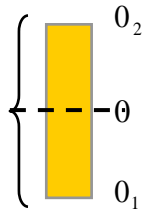


Рис. 11.3.

Если бы все значения углов ϑ были равновероятны, то при включении магнитного поля на экране вместо сфокусированного в точке O изображения получили бы широкую полосу в пределах от O_1 до O_2 (см рис. 11.3). Пределы полосы простирались бы от максимального отклонения против оси z до максимального отклонения по оси z . Однако в опыте Штерна – Герлаха атомный пучок расщеплялся на две компоненты, симметрично расположенные относительно первоначального направления (см рис. 11.4). Полученный результат означает, что атомы пучка обладают магнитным моментом \vec{M} , проекция которого M_z в поле \vec{H} принимает только два значения M_z , т.е. *проекция магнитного момента квантуется* (принимает дискретные значения). Этот вывод согласуется с теоретическими представлениями о пространственном квантовании проекции магнитного момента атома на направление внешнего магнитного поля $\vec{H} : M_z = m M_B$ (при $m = \pm 1$).

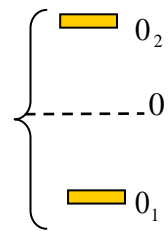


Рис. 11.4.

Однако, если $m = \pm 1$, то мы имеем дело, по крайней мере, с орбитальным квантовым числом $l = 1$. И помимо атомов с проекциями $m = \pm 1$ должны быть атомы с проекцией $m = 0$, для которых магнитная сила равна 0 и которые бы не отклонялись от отметки O на экране.

В опыте Штерна – Герлаха использовались атомы серебра, в основном состоянии которых во внешней электронной оболочке находится один электрон в s – состоянии. Электрон в s – состоянии не обладает орбитальным и магнитным моментами (орбитальное квантовое число $l = 0$). То, что атомы серебра испытывают отклонение в магнитном поле, означает, что магнитный момент атома может быть связан только с существованием собственного магнитного момента электрона. Опыт Штерна – Герлаха и другие, более ранние, эксперименты привели Уленбека и Гаудсмита (1925г.) к гипотезе существования у электрона собственного механического момента – *спина*. Поскольку проекция спина электрона равна $S_z = \pm \hbar/2$ и имеем только 2 значения магнитного момента $M_B = \pm \frac{e\hbar}{2m_0c}$, то в своем опыте Штерн и Герлах получили именно 2 расщепленные полоски.

Примечание 2. *Отто Штерн, O.Stern, немецкий физик, 1888–1969, Нобелевская премия 1943г. за развитие молекулярно-лучевого метода и открытие магнитного момента протона.*
Вальтер Герлах, W.Gerlach, немецкий физик, 1889–1979.
Джордж Юджин Уленбек, американский физик-теоретик, 1900.
Сэмюел Абрахам Гаудсмит, американский физик-теоретик, 1902–1979.
