3.11. Гиромагнитные эффекты.

3.11.1. Гиромагнитные отношения.

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

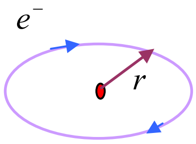
Наглядное представление о взаимосвязи магнитных и механических свойств частиц дает рассмотрение орбитального движения электронов. В водородоподобном атоме состояние электрона может быть задано набором четырех квантовых чисел (n, l, m_l и m_s). Здесь n - главное квантовое число; l - орбитальное квантовое число; m_l - магнитное квантовое число; m_s - спиновое (магнитное) квантовое число. Тогда магнитный момент, вызванный орбитальным движением электрона равен:

$$\mathcal{M} = m_l \frac{e\hbar}{2m_0 c} = m_l \mathcal{M}_B, \qquad (3.11.1)$$

где $m_l = 0; \pm 1; \pm 2; \ldots$ а $\mathcal{M}_B = \dfrac{e\hbar}{2m_0 c} = 9{,}27 \cdot 10^{-21}\, эрг / Гс$ - магнетон Бора.

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

$$g_L = \frac{\mathrm{M}}{L_z} = \frac{e}{2m_0 c} \qquad (3.11.2)$$



называется *магнитомеханическим* (*гиромагнитным*) отношением. Для орбитального движения оно выражается через мировые константы. 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:

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

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

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

Механический момент движения электрона равен: $L = mvr$. Итак, орбитальное гиромагнитное отношение равно (3.11.2):

$$g_L = \frac{\mathcal{M}}{L} = \frac{e}{2m_0 c},$$

что и требовалось получить.

Рассмотрим спиновые механический и магнитный моменты. В квантовой физике получаем, что проекция собственного момента количества движения электрона определяется $S_z = \pm \dfrac{\hbar}{2}$; а соответствующий (спиновый) магнитный момент равен магнетону Бора $\mathcal{M} = \dfrac{e\hbar}{2m_0 c}$. Отсюда получаем спиновое гиромагнитное отношение:

$$g_S = \frac{e}{m_0 c}. \qquad (3.11.5)$$

Важно, что классическая физика, которая рассматривает электрон как вращающийся заряженный объект, не дает в этом случае правильного результата ($g_S^{кл} = \dfrac{e}{2m_0 c}$), и это свидетельствует лишь о непригодности классической модели 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) оболочках в атомах суммарный механический и магнитный моменты равны нулю.

Если в атоме оболочки незамкнутые, то магнитный момент атома в целом складывается из полного орбитального и полного спинового моментов. А поскольку g_L и g_S отличаются, 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 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 носитель.

Идея опыта Эйнштейна-де Гааза (1915г.) (Альберт Эйнштейн, великий немецкий физик-теоретик, 1879–1955; Вандер Иоханнес де Гааз, нидерландский физик, 1878–1960) состояла в следующем: когда происходит намагничивание образца, магнитные моменты поворачиваются, но с ними связаны механические моменты, 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 сохраняется).

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 $\vec{\mathcal{M}}$ поворачиваются, стремясь сориентироваться вдоль вектора индукции $\vec{B}_0$ внешнего магнитного поля. Однако с магнитными моментами атомов $\vec{\mathcal{M}}$ связаны механические моменты количества движения электронов оболочек атомов, равные $\mathcal{M}/g$, 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, 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:

$$\vec{L}_{ЭЛ} = \frac{\vec{J} \cdot V}{g} = \frac{V}{g}\vec{J}\,. \qquad (3.11.6)$$

Отсюда следует, что кристаллическая решетка образца должна получить такой же по величине момент количества движения, 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

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

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 намагничивается до насыщения. Далее, пусть каждый атом в образце обладает магнитным моментом, равным одному магнетону Бора $\mathcal{M}_B = \dfrac{e\hbar}{2m_e c}$, тогда магнитный момент всего образца будет равен $VJ = N\mathcal{M}_B = \dfrac{m}{A} N_A \mathcal{M}_B$, где $N_A -$число Авогадро, а $A-$атомный вес. Принимая во внимание, что для цилиндра момент инерции равен $I_z = \dfrac{1}{2} mr^2$, получаем:

$$\frac{1}{2} mr^2 \omega = -\frac{m}{gA} N_A \mathcal{M}_B \quad \text{и} \quad \omega = -\frac{1}{g} \frac{2N_A \mathcal{M}_B}{Ar^2}. \tag{3.11.8}$$

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

$$\frac{d}{dt}\left(L_{РЕШ} + L_{ЭЛ}\right) = -f\varphi - \alpha\dot{\varphi}, \tag{3.11.9}$$

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

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

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

Поэтому уравнение принимает вид:

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

Если теперь ввести частоту собственных колебаний, как $\omega_0^2 = \dfrac{\varphi}{I_z}$ и коэффициент затухания $\beta = \dfrac{\alpha}{2I_z}$, то получаем

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

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).

Исследование крутильных колебаний позволяет определить гиромагнитное отношение для материала образца. Для железного образца было получено $g = 2$, которое означает, что магнитные свойства железа определяются спиновым магнетизмом электронов (ферромагнетизм).

Эффект Барнетта (1909 г.) (Сэмуел Джексон Барнетт, американский физик, 1873–1956). 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 $\vec{B} = \dfrac{\vec{\omega}}{g}$. Это явление наблюдалось Барнеттом в 1909 (1914) г.

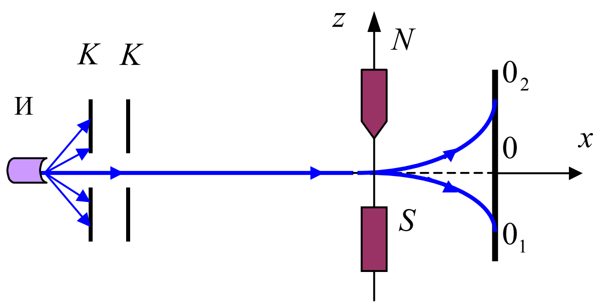
Сделаем численную оценку величины этого эффекта, допустив, что гиромагнитное отношение связано с орбитальным движением электронов ($g = -\dfrac{e}{2mc}$) и задав скорость вращения, равной 100 *об/с*. Получаем: ($\omega = 2\pi \cdot 100\,рад/с$): $B = \dfrac{2mc}{e}\omega \approx 7 \cdot 10^{-5}$ *Гс*. Для сравнения, магнитное поле у поверхности Земли составляет $0{,}3 \div 0{,}7$ *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 $\dfrac{e}{2mc}$ *до* $\dfrac{e}{mc}$. Весьма важно, что для всех исследованных ферромагнетиков (железо, никель, кобальт, ряд сплавов) гиромагнитное отношение оказалось равным: $-\dfrac{e}{mc}$. Это показывает, что *магнетизм ферромагнетиков обусловлен только спином электронов, а не их орбитальным движением*.

3.11.3. Опыт Штерна-Герлаха.

Наглядное и непосредственное доказательство наличия у электрона собственного магнитного момента было получено немецкими физиками О. Штерном (O.Stern) и В. Герлахом (W.Gerlach) в опытах, поставленных ими в 1922 г. (Отто Штерн, немецкий физик, 1888–1969; Вальтер Герлах, немецкий физик, 1889–1979).

В вакуумированной установке исследовалось прохождение узкого пучка атомов серебра (Ag), двигавшихся в направлении оси x, в сильно неоднородном (вдоль оси z) магнитном поле. В таком поле атомы, обладающие магнитным моментом, должны отклоняться от направления их первоначального распространения. На атом с магнитным моментом $\vec{\mathcal{M}}$ в неоднородном магнитном поле $\left(\dfrac{\partial \vec{H}}{\partial z} \neq 0\right)$ действует сила, равная



$$\vec{F} = \left(\vec{\mathcal{M}}, \vec{\nabla}\right)\vec{H}. \qquad (3.11.14)$$

Если магнитный момент атома $\vec{\mathcal{M}}$ направлен под углом ϑ к оси z, то

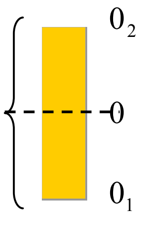
$$F = \mathcal{M}\frac{\partial H}{\partial z} cos\,\vartheta. \qquad (3.11.15)$$

Под влиянием этой силы атом будет отклоняться в направлении оси z на величину

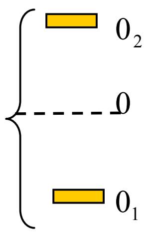
$$z_\vartheta = \frac{1}{2}\frac{\mathcal{M}}{M}\left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)_{ср} t^2 cos\,\vartheta, \qquad (3.11.16)$$

Здесь M – масса атома; t – время пролета в магнитном в поле, которое определяется из условия $t = \dfrac{l}{v}$, где l – длина магнита, v – скорость атомов вдоль оси x.

Если бы все значения углов ϑ были бы равновероятны, то при включении магнитного поля на экране



вместо сфокусированного в точке 0 изображения получили бы



широкую полосу в пределах от 0_1 до 0_2. Однако в опыте Штерна – Герлаха атомный пучок расщеплялся на две компоненты, симметрично расположенные относительно первоначального направления. Это означает, что атомы пучка обладают магнитным моментом $\vec{\mathcal{M}}$, проекция которого $\mathcal{M}_z$ в поле $\vec{H}$ принимает два значения $\mathcal{M}_z = \pm\mathcal{M}$. Это согласуется с теоретической формулой $\mathcal{M}_z = m\mathcal{M}$ пространственного квантования проекции магнитного момента атома на направление внешнего магнитного поля $\vec{H}$ (при $m = \pm 1$).

В опыте Штерна – Герлаха использовались атомы серебра в основном состоянии, во внешней электронной оболочке которого находится один электрон (s – состояние). Это 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.) (Джордж Юджин Уленбек, американский физик-теоретик, 1900–?; Сэмюел Абрахам Гаудсмит, американский физик-теоретик, 1902–1979) к гипотезе существования у электрона собственного механического момента – *спина*.