Убедимся, что условие $\Delta v \ll v_0$ справедливо и в данном случае. Подставив те же числа в уравнение (29), мы можем оценить $\Delta v$:

$$\Delta v = \frac{erB}{2m_e c} = \frac{(4{,}8\cdot 10^{-10})\,(0{,}5\cdot 10^{-8})\,18\,000}{2\,(9\cdot 10^{-28})\,(3\cdot 10^{10})} \approx 10^3 \text{ см/сек}. \qquad (36)$$

Чтобы понять, что величина $10^3$ *см/сек* мала по сравнению со скоростью электрона в атоме, не надо хорошо знать атомную физику. С такой скоростью может бежать человек! Типичная скорость движения электрона в атоме равна $10^8$ *см/сек* или больше. Следовательно, даже наш довольно мощный магнит создает очень слабое поле с точки зрения атомного электрона. Это поле весьма мало изменяет скорость его вращения по орбите.

Теперь мы видим, почему диамагнетизм является универсальным, но малозаметным явлением. Он почти одинаков в молекулах и в атомах. Тот факт, что молекула может быть гораздо больше атома, т. е. может состоять из сотен или тысяч атомов, вообще не приводит к увеличению эффективного среднего квадратичного радиуса орбиты. Причина заключается в том, что любой электрон молекулы довольно прочно локализован в одном из ее атомов. Имеется несколько интересных исключений, и одно из них, а именно графит, включено в таблицу. Аномальный диамагнетизм графита обусловлен его необычным строением, которое позволяет некоторым электронам довольно свободно циркулировать внутри планарной группы атомов кристаллической решетки.

## 10.6. Спин электрона и магнитный момент

Электрон обладает моментом количества движения, который не имеет ничего общего с его движением по орбите. Он ведет себя таким образом, как будто постоянно вращается вокруг собственной оси. Это свойство электрона называется спином. При измерении величины спинового момента количества движения всегда получается один и тот же результат: $h/4\pi$, где $h$ — постоянная Планка. Спин электрона является квантовым свойством. О его открытии и сущности вы узнаете более подробно в т. IV этого курса. Значение спина для нас заключается в том, что с этим внутренним, или «встроенным», моментом количества движения связан магнитный момент неизменной величины. Направление этого магнитного момента совпадает с направлением, ожидаемым для магнитного момента электрона, если последний представлять в виде отрицательно заряженного шара, вращающегося вокруг оси.

Таким образом, вектор магнитного момента направлен антипараллельно вектору спинового момента количества движения, как показано на рис. 10.14. Однако отношение магнитного момента

---

$\langle r^2\rangle$. Строгая квантовомеханическая теория приводит к точно такому же результату и превосходно согласуется с опытом. Действительно, наиболее точным методом определения $\langle r^2\rangle$ для большинства диамагнитных атомов являются магнитные измерения.

к моменту количества движения оказывается в два раза больше, чем в случае движения электрона по орбите.

Нет смысла пытаться построить классическую модель этого момента: его свойства являются существенно квантовомеханическими. Не следует представлять его в виде некоторой петли с током. Важно лишь то, что он ведет себя подобно петле в следующих отношениях: 1) создает магнитное поле, являющееся на расстоянии полем магнитного диполя; 2) во внешнем поле **B** на него действует вращающий момент, равный тому, который действовал бы на петлю с током с эквивалентным дипольным моментом; 3) внутри источника div **B**=0 всюду, как и в обычных источниках магнитного поля, с которыми мы уже знакомы.

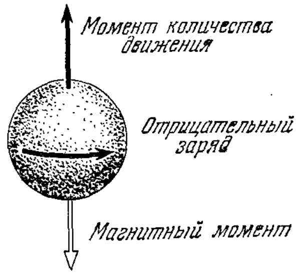


Рис. 10.14. Внутренний момент количества движения, $\frac{h}{4\pi} = 0{,}5\cdot 10^{-27}$ *г·см²/сек* (спин), и связанный с ним магнитный момент электрона, $\frac{eh}{4\pi m_e c} = 0{,}93\cdot 10^{-20}$ *эрг/гс.*

Поскольку величина спинового магнитного момента всегда одинакова, то внешнее поле может повлиять только на его направление. Магнитный диполь во внешнем поле испытывает вращающий момент. Решив задачу 6.22, вы узнали, что вращающий момент **N**, действующий на петлю с током любой формы, обладающую дипольным моментом **m** в поле **B**, равен

$$\mathbf{N} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}. \tag{37}$$

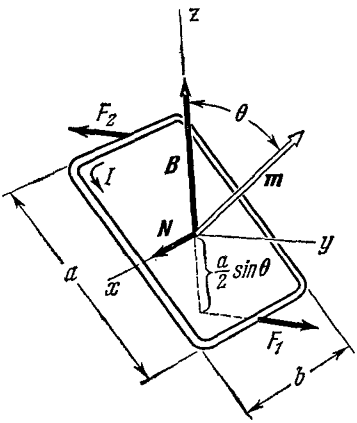


Рис. 10.15. Вычисление вращающего момента, действующего на петлю с током в магнитном поле **B**. Магнитный момент петли с током обозначен вектором **m**.

Для тех, кто не решал этой задачи, мы вычислим вращающий момент в простом специальном случае. На рис. 10.15 изображена прямоугольная рамка с током $I$. Рамка имеет магнитный момент **m**, величина которого $m = Iab/c$. Вращающий момент, действующий на рамку, возникает благодаря силам $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$, приложенным к горизонтальным сторонам рамки. Величина каждой из этих сил равна $F = IbB/c$, а плечом момента является расстояние $(a/2)\sin\theta$. Отсюда величина вращающего момента, действующего на петлю, равна

$$N = 2\,\frac{IbB}{c}\,\frac{a}{2}\sin\theta = \left(\frac{Iab}{c}\right) B\sin\theta = mB\sin\theta. \tag{38}$$

Вращающий момент стремится расположить вектор **m** параллельно **B**; этот момент для случая, показанного на рисунке, изображается вектором **N**, направленным вдоль положительной оси $x$. Все это согласуется с общей формулой (37).

Заметьте, что уравнение (37) в точности совпадает с формулой, которую мы вывели в гл. 9 для вращающего момента, действующего на электрический диполь **p** во внешнем поле **E**, а именно $\mathbf{N}=\mathbf{p}\times\mathbf{E}$. Ориентация **m** в направлении **B**, подобно ориентации электрического диполя параллельно **E**, является состоянием наименьшей энергии. Аналогично работа, которая требуется для поворота диполя **m** на 180° из положения, параллельного полю, в антипараллельное, равна $2mB$ (см. уравнение (9.18); мы просто можем перенести этот результат на случай магнитного диполя).

Если спиновые моменты электрона могут свободно ориентироваться в веществе, то следует ожидать, что они расположатся в направлении приложенного поля **B**, т. е. выберут ориентацию с наинизшей энергией. Предположим, что каждый электрон в грамме вещества ориентирован таким образом. Мы показали, что в грамме любого вещества имеется примерно $3\cdot10^{23}$ электронов. Спиновый магнитный момент электрона $m_s$ (см. рис. 10.14) близок к $0{,}93\cdot10^{-20}$ *эрг/гс*. Полный магнитный момент наших выстроенных спинов будет равен $(3\cdot10^{23})\times(0{,}9\cdot10^{-20})$, или 2700 *эрг/гс*. Сила, действующая на такой образец в нашей катушке, где градиент поля был равен 1700 *гс/см*, была бы равна $4{,}6\cdot10^{6}$ *дин*, или немного больше 4 *кг*!

Очевидно, что эта сила гораздо больше силы, измеренной для любого парамагнитного образца. Объяснение заключается в том, что выстраивание электронных моментов очень далеко от совершенства. Тепловые колебания всегда создают хаотическое, или случайное, распределение направлений осей спинов. Степень действительного выстраивания является компромиссом между выбором направления наинизшей энергии и дезориентирующим влиянием теплового движения. Оказывается, что полный магнитный момент обычно пропорционален приложенному полю **B** и обратно пропорционален абсолютной температуре $T$. Этот вопрос мы оставим до т. V данного курса, содержание которого посвящено проблемам энергии и молекулярного беспорядка. Парамагнетизм электронных спинов явится там поучительным примером. Квантовая физика, с которой вы к тому времени познакомитесь, сделает эту задачу более простой, чем она нам кажется сейчас.

Почему не все вещества парамагнитны? Потому что в большинстве атомов и молекул электроны сгруппированы попарно, причем спины в каждой такой паре направлены противоположно, независимо от приложенного поля. В результате магнитные моменты пары электронов полностью уничтожают друг друга. Остается только диамагнетизм, который мы уже изучили. В некоторых молекулах содержится нечетное число электронов и для них полное уничтожение магнитных моментов, очевидно, невозможно. Одним из примеров может служить окись азота NO, в молекулу которой входят 15 электронов; она парамагнитна. Молекула кислорода $O_2$ содержит четное число электронов, но в ее электронной структуре остаются нескомпенсированными два спина электрона. В определенных группах элементов, например в элементах, расположенных в периодической таблице рядом с гадолинием, а также рядом с железом, атомы содержат непарные электронные спины, относительно свободные для ориентации в магнитном поле. (Движение по орбите часто вносит некоторый вклад в магнитный момент такого атома.) «Свободные» электроны, движущиеся в металлических проводниках, обладают собственными слабыми парамагнитными свойствами. Все это относится в основном к области квантовой физики.

Даже для объяснения диамагнетизма необходима квантовая механика. Рассмотрим два электрона, вращающихся в атоме в противоположных направлениях. Мы объясняли, что диамагнетизм возникает благодаря тому, что приложенное поле **B** заставляет один электрон несколько увеличивать свою скорость, а другой — замедлять. Но почему обе орбиты не могут повернуться таким образом, чтобы их орбитальные магнитные моменты были направлены одинаково и параллельно полю? Ответ в следующем: в большинстве случаев два электрона, как того требуют законы квантовой механики, сохраняют противоположные направления орбитального вращения, подобно спинам спаренных электронов.

## 10.7. Магнитная восприимчивость

Мы видели, что магнитные моменты в диамагнитных и парамагнитных веществах пропорциональны приложенному полю. Это справедливо для обычных условий. Однако при очень низких температурах и в довольно сильных полях можно наблюдать, что индуцированный парамагнитный момент по мере увеличения поля приближается к предельной величине. Вдали от этого эффекта «насыщения» соотношение между моментом и приложенным полем является почти линейным, так что магнитные свойства вещества можно характеризовать отношением индуцированного момента к приложенному полю. Это отношение называется магнитной восприимчивостью. В зависимости от того, какой образец мы выберем — 1 *г* вещества, 1 *см*$^3$ вещества или 1 *моль*,— мы получим соответственно удельную восприимчивость, объемную восприимчивость или молярную восприимчивость. В разделе 10.5 мы показали, что для большинства диамагнитных веществ удельная восприимчивость, связанная с моментом, индуцированным в грамме вещества, должна быть примерно одинаковой. Для дальнейшего рассмотрения оказывается, однако, более удобной объемная восприимчивость, связанная с моментом кубического сантиметра вещества.

Назовем магнитный момент единицы объема магнитной поляризацией, или намагниченностью, обозначив ее буквой **M**. Намагниченность **M** и магнитное поле **B** имеют одинаковую размерность *).

*) Несмотря на то, что размерность $M$ и $B$ одинакова, было бы неправильно выражать их в одних единицах из-за коэффициента $4\pi$. В качестве единиц для $M$ мы будем пользоваться *эрг/гс·см*$^3$.