



так как  $\frac{M}{L} = \frac{e}{2mc}$  – гиромантическое отношение для орбитального движения электрона (см § 3.11). Итак, орбита электрона прецессирует с постоянной угловой скоростью (частотой) – частотой *ларморовской прецессии*:  $\omega_L = eB/2mc$ . Частота прецессии  $\omega_L$  одинакова для всех электронов и не зависит от радиуса орбиты и наклона орбиты к вектору индукции внешнего магнитного поля  $\vec{B}$ . Ларморовская частота  $\omega_L$  много меньше частоты  $\omega$  орбитального движения электрона  $\omega_L \ll \omega$  даже в очень сильных магнитных полях ( $B_{max}^{эксп} \sim 10^7 \text{ Гс}$ , рекордное значение постоянного поля на эксперименте  $\sim 36 \text{ Тс} = 360\,000 \text{ Гс}$ , импульсного поля  $\sim 2.8 \cdot 10^3 \text{ Тс}$ ).

**Теорема Дж. Лармора:** При наличии внешнего постоянного магнитного поля внутреннее движение электронов атома не изменяется, но атом в целом получает дополнительное вращение с угловой скоростью  $\vec{\omega}_L$ .

$$\vec{\omega}_L = \frac{e}{2mc} \vec{B} \quad (3.12.6)$$

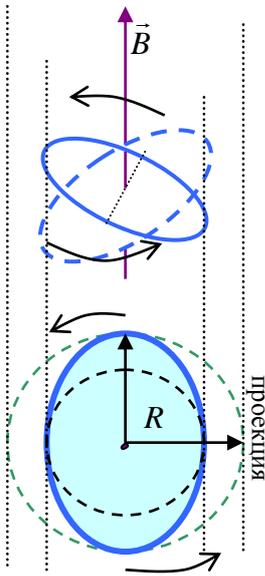


Рис. 12.3.

Понятно, что вектор угловой скорости ларморовского вращения электронов  $\vec{\omega}_L$  совпадает по направлению с вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  и не зависит от направления скорости движения электрона по орбите (!). Таким образом, все орбиты электронов в атоме испытывают одинаковую прецессию. Так как заряд электрона отрицательный ( $e^- < 0$ ), то магнитный момент  $\vec{M}$ , связанный с этим вращением, направлен против поля  $\vec{B}$  и может быть представлен как

$$\vec{M}' = \frac{1}{c} I' S = \frac{e\omega_L}{c2\pi} \pi \langle r^2 \rangle = \frac{e\omega_L}{2c} \langle r^2 \rangle, \quad (3.12.7)$$

$$I' = \frac{e}{T} = \frac{e\omega_L}{2\pi}$$

где  $T$  – период прецессии; здесь мы ввели также средний квадрат радиуса проекции орбиты на плоскость, перпендикулярную направлению поля (см рис. 12.3). Все орбиты электронов, в принципе, разные и находятся под некоторым углом к внешнему полю, а вклад каждой орбиты определяется ее проекцией на плоскость перпендикулярную направлению магнитного поля. На рис. 12.3 показано, что эти проекции имеют вид эллипсов, которые с угловой скоростью  $\vec{\omega}_L$  вращаются вокруг направления  $\vec{B}$ . В результате создается намагничивание среды  $\vec{J}$ , направленное против вектора вызывающего его магнитного поля  $\vec{B}$ .

Это явление называют *диамагнетизмом*.

**Примечание 1.** Джозеф Лармор, английский физик, 1857-1942.

### 3.12.2. Диамагнитная восприимчивость и проницаемость.

Рассчитаем диамагнитные восприимчивость и проницаемость вещества. Момент импульса электрона, обусловленный прецессией, равен  $L_L = m r^2 \omega_L$ , тогда соответствующий магнитный момент можно получить, используя гиромантическое отношение:

$$\vec{M} = -\frac{e r^2}{2c} \vec{\omega}_L = -\frac{e^2 r^2}{4mc^2} \vec{B} \quad (3.12.8)$$

Чтобы найти наведенный магнитный момент атома, надо просуммировать вклад всех его электронов. Средний квадрат радиуса проекции орбиты электрона на плоскость, перпендикулярную полю  $\vec{B}$ , определяющий магнитный момент ларморовской прецессии, равен  $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$ . Расстояние электрона до ядра атома определяется выражением  $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$ . Полагая, что электроны в атоме распределены сферически симметрично, можем записать

$$\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \langle z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle R^2 \rangle. \quad (3.12.9)$$

Если в атоме  $Z$  электронов, то его средний магнитный момент, обусловленный ларморовской прецессией в магнитном поле равен:

$$\mathbf{M} = -\frac{Ze^2(\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle)}{4mc^2} \mathbf{B} \approx -\frac{Ze^2}{6mc^2} \langle R^2 \rangle \mathbf{H}, \quad (3.12.10)$$

где

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle R^2 \rangle \quad (3.12.11)$$

Замена индукции магнитного поля  $\mathbf{B}$  на его напряженность  $\mathbf{H}$  произведена в связи с тем, что для диамагнетиков разница между этими величинами пренебрежимо мала  $\mathbf{B} \approx \mathbf{H}$ . Тогда, если  $n$  – число атомов в единице объема, вектор намагничивания равен:

$$\vec{\mathbf{J}} = -\frac{nZe^2}{6mc^2} \langle R^2 \rangle \vec{\mathbf{H}} \quad (3.12.12)$$

Из выражения  $\vec{\mathbf{J}} = \chi \vec{\mathbf{H}}$  находим магнитную восприимчивость

$$\chi = -\frac{nZe^2}{6mc^2} \langle R^2 \rangle \quad (3.12.13)$$

Видно из (3.12.13), что магнитная восприимчивость зависит только от типа атома и концентрации.

**Примечание 2.** В системе *СИ* для выражения магнитной восприимчивости имеем:

$$\chi = -\frac{nZe^2}{6m} \mu_0 \langle R^2 \rangle$$

Магнитная проницаемость материала:

$$\mu = 1 - 4\pi \frac{nZe^2}{6mc^2} \langle R^2 \rangle \quad (3.12.14)$$

То есть, получаем, что для диамагнетизма магнитная восприимчивость меньше нуля:  $\chi < 0$ ; и отсюда магнитная проницаемость меньше единицы:  $\mu < 1$ .

Энергия теплового движения слишком мала, чтобы изменить внутреннее движение в атоме. Поэтому восприимчивость и проницаемость диамагнетиков не должны зависеть от температуры. Этот вывод следует из соотношений (3.12.13)- (3.12.14), что находится в согласии с опытом.

С ларморовским вращением связана дополнительная кинетическая энергия атома. Магнитные силы не могут сообщить атому ларморовское вращение, т.к. они перпендикулярны скорости электрона и поэтому работы не производят. Поэтому магнитные силы могут только поддерживать, но не создавать ларморовское вращение. Это движение возникает во время включения магнитного поля и является одним из проявлений электромагнитной индукции.

Величина диамагнитного эффекта мала  $\chi \sim -10^{-6}$ , так как пропорциональна  $\langle R^2 \rangle \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ . Например, магнитные восприимчивости водорода и воды при нормальных условиях равны, соответственно:

$$\begin{aligned} \chi &= -6 \cdot 10^{-8} && \text{для } H_2 \\ \chi &= -9 \cdot 10^{-6} && \text{для } H_2O \end{aligned}$$

В заключение параграфа отметим, что *диамагнетизм есть универсальное явление, присущее всем средам*. Однако в тех случаях, когда атомы обладают собственными магнитными моментами, диамагнитный эффект перекрывается значительно более сильным парамагнитным эффектом.