

ратурой или *точкой Кюри*, при переходе через которую вещество ферромагнетика претерпевает фазовый переход (второго рода). Вещество является ферромагнетиком только ниже точки Кюри. Выше точки Кюри оно становится парамагнетиком, причем магнитная восприимчивость в окрестности точки Кюри подчиняется закону Кюри — Вейсса

$$\chi = \frac{C}{T - T_K}, \quad (74.2)$$

где C — постоянная, зависящая от рода вещества.

Для никеля температура Кюри равна 360° (633 К). Возьмем никелевую фольгу, свернутую в трубочку. Подвесим ее вблизи сильного постоянного магнита. Фольга притянется к магниту. Поднесем к фольге зажженную газовую горелку. Когда фольга нагреется выше точки Кюри, она перестанет притягиваться, отойдет от магнита и выйдет при этом из пламени горелки. Через короткое время фольга остынет и снова притянется к магниту, затем отойдет от него и т. д. Такие маятникообразные колебания никелевой фольги будут продолжаться все время, пока горит горелка.

Дальнейшие особенности ферромагнетизма будут рассмотрены в связи с его теорией (§ 79).

§ 75. Магнитные свойства атомов

1. Переходя к объяснению магнитных свойств материальных сред с атомистической точки зрения, заметим прежде всего, что в последовательно классической теории магнетизм должен отсутствовать. Бор в 1911 г. и независимо от него Ван-Лёвен в 1920 г., пользуясь методами классической статистики, строго доказали следующую теорему. *В состоянии термодинамического равновесия система электрически заряженных частиц (электронов, атомных ядер и пр.), помещенная в постоянное магнитное поле, не могла бы обладать магнитным моментом, если бы она строго подчинялась законам классической физики.* Такая система может быть намагничена только в неравновесном состоянии. Если она перейдет в равновесное состояние, то намагничивание исчезнет. Причина этого, грубо говоря, заключается в том, что постоянное магнитное поле, действуя на заряженную частицу с силой, перпендикулярной к скорости, не может изменить кинетическую энергию частицы. Для объяснения магнетизма вещества требуется привлечение квантовых представлений.

Между тем парамагнетизм и диамагнетизм были объяснены, и притом довольно успешно, Ланжевенном (1872—1946) в 1905 г. без использования квантовых представлений. Причина этого заключается в том, что в классических теориях намагничивания молчаливо вводились представления сугубо квантового характера.

Именно, предполагалось, что из электрически заряженных частиц можно построить устойчивые образования — атомы и молекулы. От последовательно классической теории надо требовать объяснения не только намагничивания, но и существования самих атомов, что удалось сделать только квантовой механике. Поскольку последняя в нашем курсе еще не излагалась, при объяснении намагничивания мы будем пользоваться *полуклассическими представлениями*. Несмотря на свою непоследовательность и недостаточность, полуклассическая теория позволяет в основном уяснить природу намагничивания.

2. Начнем с краткого рассмотрения магнитных свойств атомов. Более подробно этот вопрос будет разобран в V томе нашего курса, в атомной физике. В простейшей боровской модели атома водорода электрон вращается вокруг ядра по окружности. Заряд электрона будем обозначать через $-e$. Вращающийся по окружности электрон в среднем возбуждает магнитное поле, как ток $\mathcal{I} = -e/T$, где $T = 2\pi r/v$ — период обращения электрона. Поэтому вращающемуся электрону присущ не только орбитальный момент количества движения (или механический момент) $L = mrv$, но и магнитный момент $\mathfrak{M} = \mathcal{I}S/c = -erv/(2c)$. Отношение этих величин называется *гиромагнитным отношением* и для нашей модели атома равно

$$\Gamma = \frac{\mathfrak{M}}{L} = -\frac{e}{2mc}. \quad (75.1)$$

Тот же результат справедлив для движений электрона по эллиптическим орбитам. Он верен и для многоэлектронных атомов, поскольку для всех электронов отношение e/m одно и то же.

Согласно теории Бора момент количества движения атома *квантуется*, т. е. может принимать не непрерывный, а только *дискретный* ряд значений. Допустимыми являются значения $L = n\hbar$, где n — целое число, которое может принимать значения 1, 2, 3, ..., а $\hbar = h/(2\pi) = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с — постоянная Планка, деленная на 2π . (Эта величина также называется постоянной Планка и более удобна в теоретических вопросах.) Вместе с механическим моментом магнитный момент также квантуется в соответствии с формулой

$$\mathfrak{M} = -\frac{e\hbar}{2mc} n. \quad (75.2)$$

Таким образом, наименьшее значение магнитного момента атома равно

$$\mathfrak{M}_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 9,28 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс.}$$

Эта величина играет роль атома магнитного момента и называется *магнетоном Бора*.

3. Квантовая механика оставила представление о движении электронов по классическим орбитам и уточнила правила кванто-

вания теории Бора. Вместо движения самих электронов квантовая механика ввела представление о движении некоторой величины, имеющей смысл *плотности вероятности* нахождения электрона в пространстве. Классическим, однако отнюдь не адекватным аналогом такого представления может служить облако, в котором масса и соответствующий ей электрический заряд распределены в пространстве непрерывно с определенной плотностью. Существует дискретный ряд так называемых *стационарных состояний*, в которых эти величины не меняются во времени. К таким стационарным состояниям и относятся квантованные значения физических величин. Классическая формула (75.1) для гироманнитного отношения справедлива и в квантовой механике, как это непосредственно очевидно, если воспользоваться классическим аналогом квантовомеханического представления, о котором только что говорилось.

В теории Бора электрон, обращающийся по орбите, становится эквивалентным току только после усреднения его положения вдоль орбиты. В квантовой механике, напротив, орбит нет и электрон в атоме, если его уподобить классической модели, вполне аналогичен току, непрерывно распределенному вокруг ядра атома.

В боровской модели невозможны состояния, в которых орбитальные механический и магнитный моменты атомов равны нулю, так как в этом случае электрон должен был бы совершать радиальное движение, в котором он непременно столкнулся бы с ядром. Напротив, в квантовой механике возможны состояния со *сферически симметричным* распределением вероятности нахождения электрона вокруг ядра. В таких состояниях орбитальные механический и магнитный моменты электрона в атоме строго равны нулю.

Наконец в квантовой механике формула $L = n\hbar$ определяет не полный момент количества движения электрона в атоме, а только *проекцию* этого вектора на избранное направление — направление магнитного поля, в которое помещен атом. Остальные две проекции не имеют определенных значений, что, конечно, невозможно представить в рамках классических моделей.

4. Помимо орбитального электрон обладает еще *собственным*, или *спиновым*, моментом количества движения (короче, *спином*). В стационарных состояниях проекция спина на избранное направление может принимать только два значения: $+\hbar/2$ и $-\hbar/2$. Спину соответствует магнитный момент, проекция которого на избранное направление равна магнетону Бора. Таким образом, со спином электрона связано гироманнитное отношение $\Gamma = -e/(mc)$, которое вдвое больше орбитального. Механический и магнитный моменты всякого атома, в том числе и многоэлектронного, векторно складываются из орбитальных и спиновых моментов. Могут существовать состояния, в которых механические и магнитные моменты скомпенсированы, т. е. полный момент атома равен нулю.