К ТЕОРИИ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА [1])

Р. Беккер, Геттинген

Введенное Вейссом понятие спонтанного намагничения оказалось чрезвычайно плодотворным при описании ферромагнитных явлений. Но здесь, как это весьма часто случается в физике, может получиться так, что более новое понятие затруднит простую и естественную интерпретацию многих явлений, если брать это понятие слишком буквально. Явления вблизи точки Кюри, рассмотренные Герлахом, служат типичным примером такого рода. Ниже я приведу описание ферромагнитных явлений, которое почти везде практически согласуется с теорией Вейсса там, где эта теория подтверждается опытом; но в то же время это описание ясно показывает, как при приближении к точке Кюри понятие спонтанного намагничения постепенно теряет свой смысл. Выводы новой теории о поведении вблизи точки Кюри отличаются от выводов теории Вейсса именно так, что совпадают с опытом.

Это новое описание я назову теорией „упорядочения" („Ausscheidungstheorie") ферромагнетизма. Оно исходит из следующих предположений. Как этого требует квантовая теория, ферромагнетик схематически можно описать так: в каждом кубическом сантиметре имеется n спинов, каждый из них с магнитным моментом μ. При этом r спинов направлено вправо, а l влево ($r+n=l$). Результирующее намагничение равно

$$J=\mu(r-l)=\mu(2r-n). \tag{1}$$

Если предположить далее, что обменная энергия I имеет заметную величину лишь для ближайших соседей, то она может быть определена следующей схематической реакцией:

$$\uparrow\uparrow+I=\uparrow\downarrow, \tag{2}$$

т. е., иными словами, энергия I должна быть добавлена к двум параллельным спинам для превращения их в антипараллельные.

---

[1]) Выступление в дискуссии по поводу доклада В. Герлаха, напечатанного в этом номере (стр. 368).

Магнитное состояние будет определено полностью, если нам будет известна та часть энергии тела $E = E(J, T)$, которая зависит от температуры и намагничения. В граничном случае очень высоких температур это вычисление провести легко. Если r правых и l левых спинов распределены в полном беспорядке, то любой наугад выбранный правый спин будет иметь $Z \cdot \frac{r}{n}$ правых и $Z \cdot \frac{l}{n} = Z \cdot \frac{(n-r)}{n}$ левых соседей (Z — число ближайших соседей). Полное число „право-левых" соседств, очевидно, равно $Zr\frac{n-r}{n}$, а энергия равна $E = Zn\frac{r}{n} \cdot \frac{-r}{n} I$. Но из (1) следует, что

$$\left.\begin{aligned} \frac{r}{n} &= \frac{1}{2}\left(1 + \frac{J}{J_\infty}\right), \\ \frac{l}{n} &= \frac{1}{2}\left(1 - \frac{J}{J_\infty}\right), \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

где $J_\infty = n\mu$. Таким образом,

$$E = \frac{1}{4} ZnI\left(1 - \frac{J^2}{J_\infty^2}\right) \qquad \text{при } T \to \infty, \tag{4}$$

или, если ввести сокращенное обозначение:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{2}\frac{ZnI}{J_\infty^2} &= W, \\ E &= \frac{1}{2} W(J_\infty^2 - J^2) \qquad \text{для } T \to \infty, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$E = 0$ при насыщении ($J = J_\infty$). Для полного уничтожения намагничения необходимо затратить энергию $\frac{1}{2} WJ_\infty^2$.

Вместе с (5), дающим граничное значение E и при известной $E(J, T)$, магнитные свойства можно получить из термодинамического соотношения

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{H}{T}\right)_J = \frac{1}{T^2}\frac{\partial E}{\partial J}.$$

А именно,

$$\frac{H}{T} = \int_T^\infty \frac{1}{T^2}\frac{\partial E}{\partial J}\, dT + \frac{k}{\mu}\Phi\left(\frac{J}{J_\infty}\right),$$

где

$$\Phi(x) = \frac{1}{2}\ln\frac{1+x}{1-x}.$$

Теория Вейсса отличается от изложенной тем, что она считает выражение (5) для $E(J,T)$ точным повсюду (хотя оно явно имеет силу лишь в предельном случае высоких температур) и, следовательно, E не зависит явно от температуры. Это предположение было бы правильным, если считать (что Вейсс фактически и сделал), что каждый данный спин взаимодействует с каждым другим спином вещества одинаковым образом. Но это предполагает, что радиус действия

ориентирующих сил захватывает много атомных расстояний. Как мы знаем из теории Гейзенберга, обменные силы практически действуют лишь между ближайшими соседями, а это с необходимостью приводит к тому, что при низких температурах будет происходить образование определенных спиновых групп, а именно, каждый правый спин будет окружаться правыми соседями, а левый — левыми. Таким образом, при заданных значениях r и l число право-левых соседств и вместе с тем энергия будут гораздо меньше, чем при статистически беспорядочном распределении. Поэтому энергия E при заданном J для низких температур будет существенно меньше, чем это требуется по (5). Строго численного решения этой задачи до сих пор не получено. Основным затруднением является следующее (см. Р. Беккер, Metallwirtsch., **16**, 573, 1937).

Необходимо определить число способов размещения r правых и l левых спинов по узлам решетки, чтобы при этом получить заданное число право-левых соседств. Некоторой заменой решения этой задачи (до сих пор невозможного) является, по нашему мнению, рассмотрение простых сплавов из двух компонент A и B, которые при высоких температурах неограниченно растворимы, а при низких температурах могут образовывать смеси только определенного состава, как это показано на рис. 1. Качественно это можно описать тем, что каждый атом A сплава сильнее связан со своим A-соседом, чем с B-соседом. Количественно это различие V в энергиях можно определить следующей реакцией:

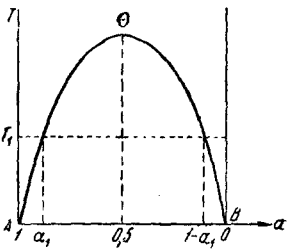

Рис. 1.

$$\frac{1}{2}[AA+BB]+V=AB. \qquad (6)$$

Здесь так же невозможно вычислить равновесное распределение при заданной концентрации α-атомов A, как и распределение спинов при заданном r. Но можно получить первое приближение, если принять, что внутри однородной фазы атомы распределены статистически. Тогда легко вычислить, что при заданной температуре T_1 сплав состава, лежащего в пределах между α_1 и $1-\alpha_1$, распадается на кристаллиты с составом α_1 и $1-\alpha_1$. Температурная зависимость α_1 дается граничной кривой диаграммы состояния. В (6) энергия V играет ту же роль, что и обменная энергия I в уравнении (2); поэтому можно попытаться диаграмму состояния (рис. 1) приспособить для спинов ферромагнетика. При этом каждая из абсцисс будет соответствовать заданному числу правых спинов r, т. е. заданному значению относительного намагничения η:

$$\eta=\frac{J}{J_\infty}=\frac{2r-n}{n}=2\alpha-1 \quad \text{или} \quad \alpha=\frac{1}{2}(\eta+1).$$

Вследствие этого материал с результирующим намагничением, равным нулю, распадается при T_1 на области с намагничением $+\eta_1$ и $-\eta_1$.

В отличие от сплавов, у которых устанавливается общий состав, в магнитном случае внешнее магнитное поле может перевернуть область намагничения $-\eta_1$ и превратить ее в область типа $+\eta_1$. Таким образом, весь материал в целом будет обладать общим намагничением $\overline{DF}$. Ветвь ODF нашей граничной кривой оказывается, следовательно, идентичной с кривой Вейсса $J_s = J_s(T)$ для спонтанного намагничения. Что же касается энергии $E(J, T)$, то мы приходим к выводу, что (5) заменяется следующими формулами:

$$\left.\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} W (J_\infty^2 - J_s^2) \text{ для } |J| \leqslant J_s \\ E &= \frac{1}{2} W (J_\infty^2 - J^2) \text{ для } |J| \geqslant J_s. \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

До тех пор пока области однородного намагничения, определяемые на граничной кривой точками D и G, содержат громадное число атомов, описание ферромагнетика, полученное из диаграммы состояния (рис. 2), совпадает с теорией Вейсса, но надо ожидать, что размеры этих областей становятся все меньше, по мере того как мы приближаемся к точке Кюри θ. Области, соответствующие точкам E и H, мало отличаются по своему состоянию; их взаимная поверхностная энергия относительно ничтожна, что облегчает их деление на маленькие островки. Благодаря малости этих областей их ориентировка гораздо сильнее зависит от теплового движения, поэтому для их ориентировки требуются более сильные поля, чем для областей типа G. Но при более сильных полях происходит одновременно и возрастание J_s, т. е. точка E движется в направлении к K. Поэтому теряет всякий смысл говорить о „спонтанном" намагничении, определяемом точками E или H. С другой стороны, сразу выше θ распределение спинов еще далеко не статистическое; поэтому даже выше θ в равновесных состояниях существуют еще „рои" параллельных спинов, которые исчезают (растворяются) лишь при дальнейшем повышении температуры, а до этого проявляются, например, и аномалии теплоемкости. Описание ферромагнетика, как проблемы упорядочения, позволяет выяснить качественно, в каком смысле надо видоизменить выражение для энергии (7), чтобы получить не резкий характер точки Кюри. За подробностями я отсылаю читателя к своей книге по ферромагнетизму, написанной совместно с В. Дерингом (R. Becker und Döring, „Ferromagnetismus", J. Springer, Berlin, 1939).

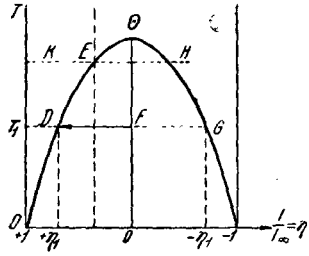

Рис. 2