11 ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ОТ ПОЛЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Phys. Zs. Sowjet., **4**, 675, 1933

Хлориды хрома, двухвалентного железа, кобальта и никеля обладают тем свойством, что при обычных температурах их магнитная восприимчивость возрастает с падением температуры сильнее, чем этого требует закон Кюри. Согласно обычным представлениям это должно было бы указывать на ферромагнетизм.

Однако при низких температурах эти вещества ферромагнетизмом не обладают, их восприимчивость показывает зависимость от поля.

Я хотел бы указать на объяснение этой аномалии, которое является непосредственным результатом теоретического анализа и находится в согласии с известными фактами. Поскольку упомянутые элементы образуют как ферро-, так и парамагнитные соединения, то отсюда можно заключить, что силы, ориентирующие спины друг относительно друга, могут быть и положительными, и отрицательными в зависимости, по всей вероятности, главным образом от расстояния между атомами.

Все названные вещества имеют кристаллическую решетку, в которой парамагнитные атомы расположены слоями, причем расстояния между слоями существенно больше межатомных расстояний внутри слоя. Если теперь предположить, что ориентирующие силы внутри одного слоя положительны, а силы, действующие между различными слоями, отрицательны и существенно меньше по величине, то возникает следующая картина. При низких температурах мы имеем спонтанно намагниченные слои, чьи магнитные моменты, однако, ориентированы в противоположных направлениях, так что спонтанное намагничение макроскопических областей, а следовательно, и ферромагнетизм отсутствует. Так как противоположное ориентирующее взаимодействие между различными слоями сравнительно мало, то достаточно присутствия уже сравнительно слабого поля, чтобы сильно изменить противоположную ориентацию моментов. Это приводит также к отклонению от линейной зависимости суммарного момента от поля и в конце концов даже к явлениям насыщения, состоящим в том, что магнитное поле ориентирует магнитные моменты слоев параллельно своему направлению.

При построении количественной теории явления следует принять во внимание три различных эффекта: 1) намагниченность насыщения

каждого отдельного слоя, температурная зависимость которой приблизительно описывается кривой Вейсса; 2) эффект обмена между различными слоями, который в первом приближении вполне можно принять пропорциональным скалярному произведению магнитных моментов этих слоев; 3) вызванное релятивистскими эффектами взаимодействие магнитных моментов каждого отдельного слоя с решеткой, которое из соображений симметрии в первом приближении пропорционально квадрату компоненты магнитного момента, параллельной оси симметрии.

Согласно развитым представлениям, названные тела должны обладать, как и ферромагнетики, точкой Кюри, в которой спонтанная намагниченность каждого слоя обращается в нуль. Аналогично в этой точке Кюри следует ожидать скачка теплоемкости, величина которого должна вычисляться точно так же, как и у ферромагнетиков.

Для вычисления восприимчивости в районе точки Кюри рассмотрим свободную энергию, которая слагается из трех частей, обсуждавшихся выше. В отсутствие поля можно принять, что магнитные моменты слоев ориентированы попарно в противоположных направлениях, так что все слои распадаются на две различные группы. Это разделение сохраняется также и под действием магнитного поля. Отсюда получаются следующие свободные энергии.

1. Свободная энергия на один атом для эффекта обмена внутри каждого слоя, которую мы разложим по степеням среднего момента слоя, отнесенного на один атом, удержав при этом только первые члены:

$$F_1 = \frac{a}{2}m_1^2 + \frac{b}{4}m_1^4 \tag{1}$$

(нечетные степени, разумеется, выпадают по соображениям симметрии), и аналогичное выражение для слоев второго типа:

$$F_2 = \frac{a}{2}m_2^2 + \frac{b}{4}m_2^4. \tag{2}$$

2. Энергия обмена между слоями двух типов, рассчитанная на пару атомов

$$F_3 = A\mathbf{m}_1\mathbf{m}_2. \tag{3}$$

3. Свободная энергия взаимодействия момента с решеткой:

$$F_4 = \frac{\alpha}{2}(m_{1x}^2 + m_{1y}^2), \quad F_5 = \frac{\alpha}{2}(m_{2x}^2 + m_{2y}^2) \tag{4}$$

и, наконец, энергия во внешнем поле:

$$F_6 = -\mathbf{H}\mathbf{m}_1, \quad F_7 = -\mathbf{H}\mathbf{m}_2. \tag{5}$$

Таким образом, полная свободная энергия на один атом равна

$$F = \frac{1}{2}(F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + F_6 + F_7). \tag{6}$$

Положим теперь

$$\frac{\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2}{2} = \mathbf{m}, \quad \frac{\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2}{2} = \mathbf{l}. \tag{7}$$

Тогда, как легко вычислить,

$$F = \frac{a-A}{2} l^2 + \frac{bl^4}{4} + \frac{\alpha}{2}(l_x^2 + l_y^2) + \frac{a+A}{2} m^2 + \frac{\alpha}{2}(m_x^2 + m_y^2) + \\ + \frac{b}{2} m^2 l^2 + b(\mathbf{ml})^2 + \frac{b}{4} m^4 - \mathbf{Hm}.$$

Если внешнее поле равно нулю, то в нуль обращается также и суммарный момент на один атом. Величину l следует тогда определять из условия минимума для трех первых членов. При этом мы примем, что величина α положительна, т.е. ось z является направлением легчайшего намагничения. Состояние с $l \neq 0$ дает минимум или максимум свободной энергии в зависимости от того, отрицательна или положительна величина $a - A$.

Следовательно, в точке Кюри $a - A = 0$. Вблизи от точки Кюри можно записать

$$a = A + \beta(T - \Theta),$$

где через Θ обозначена температура Кюри и β положительна. Все остальные величины считаются приблизительно не зависящими от температуры. Выше точки Кюри $l = 0$ и зависящая от m часть свободной энергии приобретает вид

$$\frac{1}{2}\left[2A + \beta(T - \Theta)\right] m_z^2 + \frac{1}{2}\left[2A + \alpha + \beta(T - \Theta)\right](m_x^2 + m_y^2) - \\ - H_x m_x - H_y m_y - H_z m_z;$$

здесь мы пренебрегли членом с m^4. Из условия минимума получается

$$m_z = \frac{H_z}{\beta(T - \Theta) + 2A},$$
$$m_x = \frac{H_x}{\beta(T - \Theta) + \alpha + 2A},$$
$$m_y = \frac{H_y}{\beta(T - \Theta) + \alpha + 2A}.$$

Таким образом, для восприимчивости, рассчитанной на один атом, получаем

$$\chi_z = \frac{\frac{1}{\beta}}{T - \Theta + \frac{2A}{\beta}}, \quad \chi_x = \chi_y = \frac{\frac{1}{\beta}}{T - \Theta + \frac{\alpha + 2A}{\beta}}.$$

Ниже точки Кюри требование минимума по l дает

$$\beta(T - \Theta) + bl^2 = 0, \\ l^2 = \frac{\beta(\Theta - T)}{b}. \tag{8}$$

Если теперь подставить это выражение в часть, зависящую от m,

$$\left[A + \frac{\beta(T - \Theta) + bl^2}{2}\right] m^2 + \frac{\alpha}{2}(m_x^2 + m_y^2) + bl^2 m_z^2 - \mathbf{Hm},$$

то получится

$$[A + \beta(\Theta - T)] m_z^2 + \left(A + \frac{\alpha}{2}\right)(m_x^2 + m_y^2) - H_x m_x - H_y m_y - H_z m_z.$$

Отсюда аналогичным образом находим

$$\chi_z = \frac{\frac{1}{\beta}}{2(\Theta - T) + \frac{2A}{\beta}}, \quad \chi_x = \chi_y = \frac{1}{2A + \alpha}. \tag{9}$$

Таким образом, при высоких температурах из нашего рассмотрения действительно получается закон Вейсса. Однако температура Кюри лежит выше, чем постоянная Вейсса Θ_w, так что в точке Кюри χ достигает конечного значения. Выведенные формулы показывают, что при дальнейшем понижении температуры χ должно продолжать падать (что, впрочем, в действительности имеет место только у части перечисленных выше веществ; вопрос о причинах этого противоречия мы оставляем открытым). При низких температурах появляется исключительно сильная анизотропия, когда согласно формулам (9) χ_x и χ_y становятся большими по сравнению с χ_z. Отношение $A/\beta\Theta$ выражает отношение эффекта обмена между двумя слоями к обмену внутри одного слоя и в силу этого должно быть всегда малым. То же самое справедливо и для $\alpha/\beta\Theta$, представляющего собой отношение релятивистского эффекта к обменному.

Это утверждение, разумеется, связано с предположением о том, что $\alpha > 0$. Его сравнение с экспериментом в настоящее время невозможно ввиду отсутствия измерений на монокристаллах.

Украинский физико-технический институт,
Харьков