где индекс H означает, что рассматривается теплоемкость при постоянной напряженности магнитного поля.

В совокупности с зависимостями (40.1) — (40.3) уравнение (40.4) определяет скачок теплоемкости c_H при переходе металла в сверхпроводящее состояние.

Этот результат допускает экспериментальную проверку. Соответствующие данные были получены для олова и таллия при переходе их в сверхпроводящее состояние.

Приводим таблицу сравнения результатов теории и эксперимента.

	T°K	Δc_H, $\frac{кал}{моль \cdot град}$, вычисленное	Δc_H, $\frac{кал}{моль \cdot град}$, наблюденное
Олово	3,71	0,00261	0,0029
Таллий	2,36	0,00144	0,00148

Как видно из рассмотрения этой таблицы, расчетные данные и данные эксперимента сходятся с удовлетворительной степенью точности.

§ 41. Переход ферромагнетика в парамагнитное состояние в точке Кюри

Рассмотрим этот пример фазового перехода II рода методом, предложенным Ландау.

Из опыта известно, что для вещества, находящегося в ферромагнитном состоянии, характерно наличие «спонтанного намагничивания». Это означает, что макроскопический кристалл ферромагнетика разбивается на ряд областей (доменов), каждая из которых обладает магнитным моментом при отсутствии внешнего магнитного поля. Однако магнитные моменты этих областей в обычных условиях (без внешнего поля) ориентированы беспорядочно, поэтому общий магнитный момент макроскопического ферромагнитного кристалла равен нулю. При наложении внешнего магнитного поля, по мере возрастания напряженности магнитного поля, происходит постепенная ориентация магнитных моментов отдельных областей и, наконец, наступает насыщение (при дальнейшем изменении внешнего магнитного поля магнитный момент всего кристалла не увеличивается).

Далее известно, что для каждого ферромагнетика существует предельная температура, выше которой образец теряет ферромагнитные свойства, превращаясь в парамагнетик (точка Кюри). Переход ферромагнетика в парамагнитное состояние в точке Кюри является фазовым переходом II рода.

Рассмотрение этого явления проведем на одной области «спонтанного намагничивания». Этим мы упростим решение задачи.

В качестве параметра, характеризующего симметрию, выберем магнитный момент M:

$$\eta = M. \tag{41.1}$$

Действительно, эта физическая величина характеризует «магнитную симметрию» образца (в ферромагнитном состоянии $M \neq 0$, в парамагнитном состоянии $M = 0$).

В отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$) изобарно-изотермический потенциал рсссматриваемой системы является функцией трех параметров: p, T и M.

При наложении внешнего магнитного поля в число независимых переменных должно быть включено напряжение H. Опуская выкладки, заметим, что теперь потенциал может быть представлен в виде

$$\Phi(p,\ T,\ M,\ H) = \Phi(p,\ T,\ M) - MH. \tag{41.2}$$

Разложим Φ в ряд по степеням M, вблизи точки Кюри. Это можно сделать, так как намагничение M будет малым. Имеем

$$\Phi = \Phi_0(p,\ T) - MH + \frac{\alpha(p,T)}{2} M^2 + \\ + \frac{\beta(p,T)}{4} M^4 + \ldots \tag{41.3}$$

В разложение входят только четные степени M, так как Φ не может зависеть от направления магнитного момента.

В условиях равновесия

$$\Phi = \Phi_{\min}; \ \frac{\partial \Phi}{\partial M} = 0; \ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} > 0. \qquad (41.4)$$

Определяем первую и вторую производные от (41.4) по M:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial M} = -H + \alpha M + \beta M^3; \qquad (41.5)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} = \alpha + 3\beta M^2. \qquad (41.6)$$

Проанализируем полученные результаты.

Рассмотрим ферромагнетик в отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$). Для этого случая из уравнения (41.5) получаем

$$M(\alpha + \beta M^2) = 0. \qquad (41.7)$$

Уравнение (41.7) имеет два корня:

$$M = 0 \text{ и } M^2 = -\frac{\alpha}{\beta}. \qquad (41.8)$$

Исследуем оба корня при различных знаках α (причем полагаем $\beta > 0$).

1. Пусть $\alpha > 0$. Тогда при $M = 0$ («спонтанное» намагничивание отсутствует) уравнение (41.6) примет вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} = \alpha > 0,$$

т. е. в этом случае ($\alpha > 0$) устойчивым будет парамагнитное состояние.

Если рассмотреть в этих же условиях второе решение (41.8) $M^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$ («спонтанное» намагничивание имеет место), то из (41.6) получаем

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} = -2\alpha < 0.$$

Это значит, что состояние, соответствующее $M \neq 0$ (ферромагнитное состояние), будет неустойчивым.

2. Пусть $\alpha < 0$. Тогда при $M = 0$ (парамагнитное состояние)

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} = \alpha < 0.$$

Парамагнитное состояние будет неустойчивым и, наоборот, устойчивым будет ферромагнитное состояние, так как при

$$M^2 = -\frac{\alpha}{\beta} \text{ имеем } \frac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} = -2\alpha > 0.$$

Таким образом, при переходе α через значение $\alpha = 0$ должно происходить изменение состояния магнетика. Это значит, что условию $\alpha = 0$ всегда отвечает точка Кюри. Следовательно, уравнение $\alpha(p, T) = 0$ определяет на плоскости $p\ T$ геометрическое место точек Кюри, т. е. линию равновесия фаз (ферромагнитной и парамагнитной).

Вычислим скачок теплоемкостей при переходе через точку Кюри

$$\Delta c_p = c_{p_{\text{пара}}} - c_{p_{\text{ферро}}}. \tag{41.9}$$

Из (35.8) следует, что c_p можно представить в виде

$$c_p = -T\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial T^2}\right)_p. \tag{41.10}$$

В парамагнитном состоянии при $H = 0$ и $M = 0$, поэтому, согласно (41.3),

$$\varphi_{\text{пара}} = \varphi_0(p, T)$$

и (41.10) переписывается в виде

$$c_{p_{\text{пара}}} = -T\left(\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial T^2}\right)_p. \tag{41.11}$$

В ферромагнитном состоянии при $H = 0$, $M \neq 0$ и в соответствии с (41.3)

$$\varphi_{\text{ферро}} = \varphi_0(p, T) + \frac{\alpha}{2} M^2 + \frac{\beta}{4} M^4. \tag{41.12}$$

Здесь все величины отнесены к *единице массы* металла.

Преобразуем (41.12), учитывая (41.8). Имеем

$$\varphi_{\text{ферро}} = \varphi_0(p,\ T) - \frac{\alpha^2}{2\beta} + \frac{\alpha^2}{4\beta} = \varphi_0(p,\ T) - \frac{\alpha^2}{4\beta}. \tag{41.13}$$

Привлекая (41.10), получим

$$c_{p_{\text{ферро}}} = -T\left(\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial T^2}\right)_p + \frac{T}{4}\,\frac{\partial^2\left(\frac{\alpha^2}{\beta}\right)}{\partial T^2}. \tag{41.14}$$

Подставляем (41.11) и (41.14) в (41.9). Находим

$$\Delta c_p = -\frac{T}{4}\,\frac{\partial^2\left(\frac{\alpha^2}{\beta}\right)}{\partial T^2}. \tag{41.15}$$