сведения не будут привлечены термодинамикой извне (например, из опыта), зависимость (26.6) не может быть раскрыта.

§ 27. Магнитотермический эффект

Опытом установлено, что адиабатическое размагничивание парамагнетиков сопровождается понижением температуры. Если намагнитить парамагнитное тело в области низких температур, а затем произвести процесс адиабатического размагничивания, то наблюдается значительное понижение температуры.

Явление понижения температуры парамагнетиков при адиабатическом размагничивании в области низких температур получило название магнитокалорического (или магнитотермического) эффекта. В настоящее время при помощи этого эффекта удается получить температуры порядка 0,001° К.

Явление охлаждения при адиабатическом размагничивании находит себе применение в качестве основного метода получения сверхнизких температур в лабораторных условиях.

Область низких температур очень интересна для физиков, так как в этой области обнаруживается ряд новых эффектов (сверхпроводимость, сверхтекучесть и т. д.). Кроме того, при низких температурах изменяются обычные свойства веществ.

Опишем магнитокалорический эффект. С точки зрения термодинамики мы имеем дело с системой, обладающей двумя степенями свободы: тепловой и связанной с явлением намагничивания. Найдем координату и потенциал, отвечающие явлениям намагничивания. Привлечем с этой целью уравнения для плотности энергии (т. е. энергии на единицу объема) магнитного поля

$$u = \frac{1}{8\pi} HB. \qquad (27.1)$$

В дальнейшем мы будем, не изменяя обозначений, относить все уравнения к единице массы. Для парамагнитных веществ

$$B = \mu H, \qquad (27.2)$$

где магнитная проницаемость μ является функцией только температуры

$$\mu = \mu(T). \qquad (27.3)$$

Образуем дифференциал u, воспользовавшись (27.1) и (27.2), в условиях постоянства температуры. Учитывая, что $\mu = \text{const}$ при $T = \text{const}$, имеем

$$du = \frac{\mu}{4\pi} H dH. \tag{27.4}$$

Перепишем (27.4) в виде

$$du = \frac{1}{4\pi} H dB. \tag{27.5}$$

Сравним (27.5) с (9.8). Из сравнения следует, что потенциалом при явлениях намагничивания является множитель $\frac{1}{4\pi} H$, а координатной — индукция B. Следовательно, наша система характеризуется следующими параметрами:

$$\left.\begin{aligned} x_1 = s, \quad P_1 = T, \\ x_2 = B, \quad P_2 = \frac{1}{4\pi} H. \end{aligned}\right\} \tag{27.6}$$

При описании магнитокалорического эффекта нас интересует понижение температуры образца при адиабатическом уменьшении напряженности магнитного поля. Следовательно, необходимо построить и затем исследовать производную $\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_s$.

Из (27.6) следует, что интересующая нас производная может быть записана следующим образом:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_s = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial P_1}{\partial P_2}\right)_{x_1}. \tag{27.7}$$

Отсюда видно, что для вычисления производной необходимо привлечь дифференциальные соотношения третьего типа (14.5). Имеем

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_s = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial B}{\partial s}\right)_H. \tag{27.7}$$

Производная, стоящая в правой части (27.7), характеризует изменение магнитного состояния образца при неизменном внешнем поле за счет подвода или отвода тепла. Вычислим эту производную.

Из (27.2) следует, что при $H = \text{const}$

$$dB = H d\mu. \tag{27.8}$$

Изменение энтропии при $H = \text{const}$

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_H dT}{T} = \frac{c_v dT}{T}, \tag{27.9}$$

где c_H — теплоемкость при постоянном внешнем поле.

Действительно, если $H=\mathrm{const}$, то изменение объема может происходить только за счет изменения температуры. Но изменение объема твердых тел с изменением температуры, особенно в области низких температур, столь невелико, что можно считать объем постоянным. Поэтому можно принять $c_H = c_v$. Подставляем (27.8) и (27.9) в (27.7):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_s = -\frac{HT}{4\pi c_v}\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_H. \tag{27.10}$$

Магнитная проницаемость μ связана с магнитной восприимчивостью χ известным соотношением

$$\mu = 1 + 4\pi\chi, \tag{27.11}$$

причем χ для парамагнетиков определяется по закону Кюри

$$\chi = \frac{\beta}{T}, \text{ где } \beta > 0. \tag{27.12}$$

Следовательно,

$$\mu = 1 + \frac{4\pi\beta}{T}. \tag{27.13}$$

Вычисляем производную $\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_H$, используя (27.13). Получаем

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_H = -\frac{4\pi\beta}{T^2}. \tag{27.14}$$

Подставляем (27.14) в (27.10). Находим

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_s = \frac{\beta H}{c_v T}. \tag{27.15}$$

Все величины, входящие в правую часть (27.15), положительны. Следовательно, $\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_s > 0$. Это означает, что температура парамагнетика при адиабатическом размагничивании ($dH < 0$) действительно понижается.

Покажем, что в области низких температур этот эффект велик. Перепишем (27.15) в следующем виде:

$$dT = -\frac{\beta}{c_v T}\,|H\,dH|. \tag{27.16}$$

В области низких температур теплоемкость кристаллических тел очень мала и зависит от температуры по закону Дебая

$$c_v = bT^3. \tag{27.17}$$

Поэтому в области низких температур

$$dT = -\frac{\beta}{bT^4}|HdH|. \tag{27.18}$$

Таким образом,

$$dT \sim \frac{1}{T^4},$$

и, следовательно, изменение температуры будет достаточно большим.

В непосредственной близости от абсолютного нуля магнитокалорический эффект исчезает, вследствие того что μ перестает зависеть от T.

В заключение необходимо подчеркнуть, что просчитать эффект до конца (выражение 27.18) мы могли лишь потому, что привлекли необходимые для расчета связи между величинами из других, посторонних по отношению к термодинамике, областей физики.

§ 28. Вывод закона Стефана — Больцмана

Применим аппарат термодинамики к изучению абсолютно черного тела и получим зависимость энергии излучения от температуры.

Эта зависимость была установлена первоначально Стефаном в 1879 г. на основе опытных данных, а затем была получена теоретическим путем Больцманом в 1884 г. и Голициным в 1893 году.

Мы ставим перед собой задачу нахождения вида функции

$$U = U(T). \tag{28.1}$$

Следовательно, необходимо построить и исследовать производную $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v$. Мы имеем дело со своеобразной системой, обладающей двумя степенями свободы: тепловой и степенью свободы, связанной с полем излучения. Для дальнейших построений и расчетов необходимо ввести уравнение состояния равновесного излучения.

П. Н. Лебедев в начале XX столетия экспериментальным путем установил наличие светового давления.

В теории электромагнитного излучения доказывается, что давление равновесного излучения зависит от плот-