



# МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОЛЕ

МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОЛЕ, эффективное магнитное поле напряжённостью

$H^*$  в магнетике, создаваемое магнитными моментами намагниченного вещества:

$H^* = \lambda M$ , где

$M$  – намагниченность вещества,

$\lambda$  – постоянная М. п. Это соотношение введено в 1907 П. Э. [Вейсом](#). Идея о

существовании внутр. сил, обеспечивающих намагничивание ферромагнетиков,

впервые была высказана в 1892 Б. Л. [Розингом](#). Введение М. п. соответствует замене

парного взаимодействия магнитных моментов взаимодействием магнитного момента с

некоторым ср. магнитным полем, создаваемым остальными моментами. Осн.

уравнение теории М. п. получают, подставляя

$H^*$  в выражение для намагниченности парамагнетика во внешнем магнитном поле

напряжённостью

$H$ :

$$M = Ng\mu_B J B_J(x), \quad (1)$$

$$x = g\mu_B J(H + \lambda M)/kT,$$

где

$J$  – полный магнитный момент иона,

$N$  – число магнитных ионов,

$\mu_B$  – магнетон Бора,

$g$  – множитель Ланде,

$B_J(x)$  – функция Бриллюэна,

$k$  – постоянная Больцмана,

$T$  – темп-ра. Соотношение (1) представляет собой трансцендентное уравнение для намагниченности

$M$  и имеет решение

$M \neq 0$  при

$T < T_C$ , где

$T_C$  – критич. темп-ра (точка Кюри ферромагнетика). Выше

$T_C$  ферромагнетик становится парамагнетиком с магнитной восприимчивостью

$\chi(T) = M/H$ , где

$M$  соответствует решению уравнения (1) при

$T \gg T_C$ . Величина

$\lambda$  определяется формулой:

$$\lambda = \theta / C = 3kT_C / [Ng^2\mu_B^2 J(J+1)],$$

где

$\theta$  – парамагнитная темп-ра Кюри,

$C$  – постоянная Кюри.

Оценку величины  $M$ . п. можно получить, сравнивая результаты теоретич. расчётов с эксперим. данными. Для

Fe (

$T_C \approx 10^3$  K), напр.,

$\lambda \approx 5000$  и

$H^* \approx 4 \cdot 10^8$  A/м. Такие большие значения

$\lambda$  и

$H^*$  не могут быть объяснены магнитным взаимодействием магнитных моментов, которое даёт величину

$H^*$  порядка  $10^5$  A/м, что соответствует

$T_C \approx 10^{-1}$  K. В 1927 Я. Г. [Дорфман](#) экспериментально показал, что  $M$ . п. имеет немагнитное происхождение. Природа  $M$ . п. оставалась непонятой вплоть до создания квантовой механики. В 1928 В. [Гейзенберг](#) предположил, что поле  $H^*$  связано с обменной частью электростатич. взаимодействия электронов, зависящей от взаимной ориентации их спинов (см. [Обменное взаимодействие](#)).

Теория  $M$ . п. даёт качественно правильную картину поведения магнитных свойств вещества в широком интервале температур. В совр. теории магнетизма существуют

другие, более точные (но и более сложные) методы, позволяющие учитывать корреляцию между спинами, но, несмотря на это, теория М. п. остаётся одним из осн. методов расчёта магнитных свойств систем взаимодействующих частиц.

## Литература

Лит.: Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. 2-е изд. М., 1975;

Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М., 1978.

Processing math: 100%