

Примесная зона проводимости может образоваться в результате перекрытия волновых функций электронных состояний ионов Sr, которые, как мы видели, дают уровни, расположенные выше уровня химического потенциала электронов на третьем этапе окрашивания. Чем больше Sr в кристалле, тем больше перекрытие, шире зона и меньше значение эффективной массы электронов, соответственно тем выше проводимость. Условием справедливости такого предположения является возможность распространения волновых функций ионов Sr на расстояние порядка десяти элементарных ячеек. В таком случае уровни ионов Sr должны быть расположены очень близко к дну зоны проводимости. Однако оценка положения уровней примесной зоны проводимости, которая могла бы обеспечить увеличение проводимости на несколько порядков, дает величину около 0.3—0.4 эв. Второе предположение, представляющееся несколько более реальным, основано на свойствах дислокаций, около которых, как известно, может происходить значительное понижение края зоны проводимости. Дислокации, проходящие через кристалл от одного электрода к другому, могут играть роль проводящих мостиков и значительно увеличивать проводимость кристалла. Плотности дислокаций в исследованных кристаллах с примесями Sr и Cd оказались примерно одинаковыми, поэтому объяснение наших данных на основе рассматриваемого предположения возможно в том случае, если введение ионов Sr таким образом изменяет примесное окружение дислокаций, что понижение края зоны проводимости около дислокаций становится более значительным или более однородным вдоль линий дислокаций.

Л и т е р а т у р а

- [1] В. Д. Беляев, Г. Б. Сёмущкин, А. Н. Циккин. ФТТ, 10, 1160, 1968.
- [2] А. С. Шибанов. ФТТ, 7, 312, 1965.
- [3] J. J. Markham. F-centres in alkali-halides. Suppl. to «Advances in Solid State Reseach and Appl.», 1966.
- [4] Г. Б. Сёмущкин, А. Н. Циккин. ФТТ, 13, в. 2, 1971.
- [5] P. Teltow, J. Süptitz. Phys. Stat. Sol., 23, 9, 1967.
- [6] Л. С. Ступлянский. Физика полупроводников. Изд. «Сов. радио», М., 1967.
- [7] Я. Н. Першиц, А. Н. Ильин, ФТТ, 11, 782, 1969.
- [8] S. C. Jain. S. Radhakrishna. Phys. Rev., 172, 972, 1968.
- [9] К. Кojima. J. Phys. Soc. Japan, 19, 868, 1964.
- [10] Я. Н. Першиц, А. Н. Ильин, ФТТ, 10, 915, 1968.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
17 августа 1970 г.

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИИ СТРУКТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

С. Кобе и К. Хандрих

В последнее время все больше и больше внимания обращается на аморфные ферромагнетики. Первая теоретическая работа по этому вопросу принадлежит Губанову [1], который, однако, не учитывал флуктуации структуры. Проводились эксперименты по измерениям спонтанной намагниченности [2, 3] и коэрцитивной силы [4] аморфных пленок и восприимчивости жидких переходных металлов [5, 6].

В настоящей работе для аморфного ферромагнетика выбирается, как и в [7], следующая модель: спины расположены в узлах гранцентрированной кубической решетки и обменные интегралы между ними флуктуируют случайным образом. Проводилось вычисление спонтанной намагниченности σ и восприимчивости χ (рис. 1, а) и удельной тепло-

емкости C (рис. 2) в приближении молекулярного поля исходя из уравнения [8, 9]

$$\overline{S_i^z} = SB_S \left[\beta S (\mu g H + \sum_j I_{ij} \overline{S_j^z}) \right], \quad (1)$$

где $\overline{S_i^z}$ — среднее по времени значение спина на узле r_i ; S — модуль спина; B_S — функция Бриллюэна; $\beta = (kT)^{-1}$; μ — магнетон Бора; g — фактор Ланде; H — магнитное поле, направленное по оси z ; I_{ij} — обменный

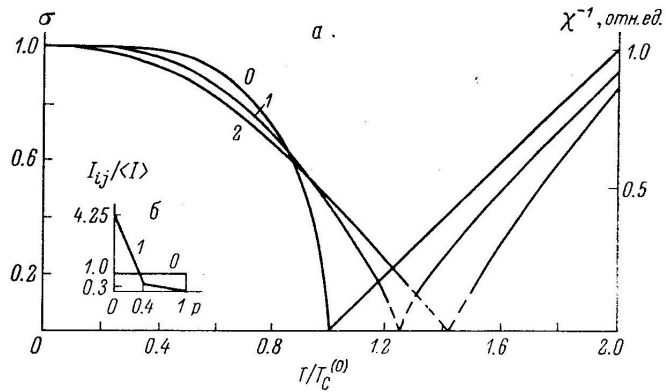


Рис. 1. Зависимость относительной намагниченности σ и обратной восприимчивости χ^{-1} от приведенной температуры $T/T_c^{(0)}$.

0 — эквивалентная упорядоченная модель, 1 — аморфная модель для обменных интегралов по рис. 1, б и постоянного числа ближайших соседей $Z=12$, 2 — аморфная модель с флуктуирующим числом ближайших соседей.

интеграл между спинами на узлах r_i и r_j . Расчеты были проведены при помощи вычислительной машины для конечной системы из 468 спинов (для $S=1/2$) с использованием периодических граничных условий. Обменные интегралы между ближайшими соседями выбирались функцией

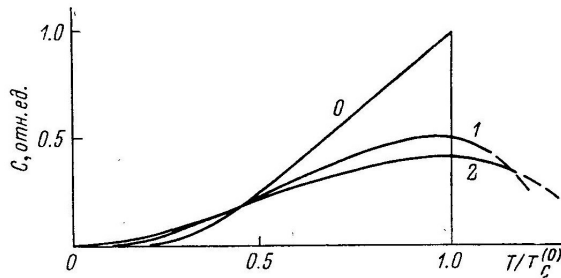


Рис. 2. Зависимость удельной теплоемкости C от приведенной температуры.

Обозначения кривых те же, что и на рис. 1.

случайных чисел p , как указано на рис. 1, б. Кроме того, случайным образом менялось число ближайших соседей. Такая система может служить моделью для определенного класса аморфных ферромагнетиков.

Результаты показывают, что температура Кюри T_c , спонтанная намагниченность σ , восприимчивость χ и удельная теплоемкость C зависят от флуктуаций обменного интеграла. В качестве эквивалентной упорядоченной модели выбиралась такая, в которой все обменные интегралы (между ближайшими соседями) заменяются средним по структуре инте-

гравом, т. е. $I_{ij} \rightarrow \langle I_{ij} \rangle$. Этому случаю соответствуют кривые 0 на рис. 1 и 2. Относительная среднеквадратичная флуктуация

$$\Delta^2 = \frac{\langle (\sum_j I_{ij})^2 \rangle - \langle \sum_j I_{ij} \rangle^2}{\langle \sum_j I_{ij} \rangle^2}$$

(см. также [8]) в первом приближении может служить мерой флуктуации структуры. Кривые 1 на рис. 1, а и 2 были получены для постоянного числа ближайших соседей $Z=12$. При использовании обменных интегралов из рис. 1, б следует тогда $\Delta^2=0.14$. Кривые 2 на рис. 1, а и 2 получаются, если случайным образом выбирать 23% из всех спинов, что соответствует среднему числу ближайших соседей $\langle Z \rangle = 9.28$ и $\Delta^2 = 0.22$.

Результаты показывают, что в рассмотренном приближении с увеличением флуктуации растут температура Кюри T_c и восприимчивость χ . В аморфном случае функция $\chi^{-1}(T)$ больше не является прямой и максимум удельной теплоемкости становится менее острым и находится ниже точки Кюри (даже ниже точки Кюри эквивалентного упорядоченного случая).

Увеличение восприимчивости χ вследствие флуктуаций для высоких температур и малых Δ можно доказать и аналитически. Для $T > T_c$ из (1) следует

$$\sigma_i = \frac{S+1}{3} \beta \left(\mu g H + S \sum_j I_{ij} \sigma_j \right), \quad (2)$$

причем $\sigma_i \equiv \frac{\overline{S_i^z}}{S}$. При высоких температурах ν можно использовать малость параметра β и получить приближенное решение с помощью итерации

$$\sigma_i^{(n)} = \frac{S+1}{3} \beta \left(\mu g H + S \sum_j I_{ij} \sigma_j^{(n-1)} \right),$$

начиная с $\sigma_i^{(0)} = 0$. Учитывая флуктуации обменного интеграла только до порядка Δ^2 , имеем

$$\chi = C_w \left[\frac{1}{T - T_c^{(0)}} + \frac{1}{T} \left(\frac{T_c^{(0)}}{T} \right)^2 \Delta^2 \right]. \quad (3)$$

При этом $C_w \equiv S(S+1)/(\mu g)^2 3k$ — постоянная Кюри и $T_c^{(0)} = S(S+1)/3k \times \langle \sum_j I_{ij} \rangle$ — температура Кюри эквивалентной упорядоченной модели (кривые 0). Из (3) видно, что χ растет с параметром флуктуации Δ и с ростом температуры все больше и больше приближается к упорядоченной модели.

Авторы благодарны профессору Г. Хеберу за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] А. И. Губанов. ФТТ, 2, 502, 1960.
- [2] C. C. Tsuei, C. Longworth, S. C. H. Lin. Phys. Rev., 170, 603, 1968.
- [3] К. Тамура, Н. Эндо. Phys. Lett., (Netherlands), 29A, 52, 1969.
- [4] W. Felsch. Z. Physik, 219, 280, 1969.
- [5] E. Wachtel, J. Maier. Z. Metallk., 58, 761, 1967.
- [6] W.-U. Kopp, O. Romer, E. Wachtel. Z. Metallk., 59, 917, 1968.
- [7] S. Kobe. Phys. Stat. Sol., 41, K 13, 1970.
- [8] K. Handrich. Phys. Stat. Sol., 32, K55, 1969.
- [9] K. Handrich, S. Kobe. Acta Phys. Polon., A38, 819, 1970.

Технический университет
Дрезден, ГДР

Поступило в Редакцию
2 сентября 1970 г.