

СТРУКТУРА ВАКАНСИЙ В ТВЕРДОМ He^3

А.Ф. Андреев

Показано, что вокруг вакансии в кристалле He^3 должна возникать макроскопическая ферромагнитная область, в которой ядерные спины атомов полностью поляризованы.

Поведение вакансий в кристаллах He^3 обладает существенными особенностями, связанными с наличием ядерных спинов у атомов He^3 [1–3]. Если все ядерные спины параллельны, то кристалл идеально периодичен и благодаря эффекту квантового туннелирования вакансия превращается в квазичастицу с шириной энергетической зоны $\Delta \sim 10\text{К}$. Минимальная возможная энергия вакансии ϵ_0 , соответствующая дну зоны, меньше энергии локализованной вакансии на величину порядка Δ . Фактически однако ядерные спины вплоть до температур порядка обменного взаимодействия $J \sim 10^{-3}\text{К}$ неупорядочены, так что кристалл не является периодическим. Энергия вакансии в этом случае [3, 4] практически всегда выше ϵ_0 на величину порядка Δ . Таким образом [3], поляризация ядерных спинов может сопровождаться существенным уменьшением энергии вакансий.

Возникающая ситуация во многом аналогична известным задачам о поведении электрона в жидком гелии [5] или о "флуктуонах" в твердых телах [6, 7]. Легко видеть, что каждая вакансия должна порождать в кристалле макроскопическую область, в которой ядерные спины поляри-

зованы, в результате чего происходит квантовая делокализация вакансий по всей этой области.

Пусть температура T кристалла удовлетворяет условию $J \ll T \ll \Delta$. В этом случае основную роль играет область энергий вакансии вблизи дна зоны, где энергетический спектр квадратичен $\epsilon(p) = \epsilon_0 + p^2/2M$. Здесь p — квазиимпульс, M — эффективная масса вакансии, по порядку величины равная $\hbar^2/a^2\Delta$, a — межатомное расстояние. Предположим, что внутри сферы радиуса R все ядерные спины поляризованы, а вне этой сферы они неупорядочены. Тогда внутри сферы гамильтониан вакансии равен $\epsilon(p)$, а на границе сферы волновая функция должна равняться нулю, поскольку в неупорядоченном состоянии вакансия обладает весьма большой избыточной энергией. Энергия основного состояния вакансии в этом случае равна

$$E = \epsilon_0 + \frac{\pi^2}{2} \frac{\hbar^2}{MR^2} \quad (1)$$

Радиус ферромагнитной сферы R должен определяться из условия минимальности свободной энергии системы $F = E - TS$, где S — изменение энтропии кристалла, связанное с упорядочением спинов в объеме сферы. Ясно, что $S = -N \ln 2$, где N — число атомов He^3 в объеме сферы.

Свободная энергия равна

$$F = \epsilon_0 + \frac{\pi^2}{2} \frac{\hbar^2}{MR^2} + nT \frac{4\pi}{3} R^3 \ln 2, \quad (2)$$

где n — число атомов He^3 в единице объема кристалла. Из условия минимальности написанного выражения находим радиус сферы

$$R = \left(\frac{\pi \hbar^2}{4MnT \ln 2} \right)^{1/5} \quad (3)$$

Число частиц N в объеме сферы по порядку величины равно $(\Delta/T)^{3/5}$, что значительно больше единицы. Магнитный момент \mathcal{M} ферромагнитной области, окружающей вакансию, равен, таким образом,

$$\mathcal{M} = N\mu = \mu n \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\pi}{4 \ln 2} \frac{\hbar^2}{MnT} \right)^{3/5}$$

где μ — магнитный момент ядра He^3 . Температурная зависимость равновесного числа вакансий N_v в кристалле определяется выражением $\exp(-F/T)$, где F получается путем подстановки (3) в формулу (2). Имеем

$$N_v \sim \exp \left\{ -\frac{\epsilon_0}{T} - \frac{5}{6} \left(\frac{\pi^2 \hbar^2}{M} \right)^{3/5} (4\pi n \ln 2)^{2/5} T^{-3/5} \right\},$$

что существенно отличается от обычной простой экспоненциальной зависимости вида $\exp(-\text{const}/T)$.

Обсуждаемый эффект должен поэтому проявляться экспериментально во всех явлениях, определяемых вакансиями (подвижность зарядов и примесей, теплоемкость, непосредственное измерение числа вакансий с помощью рентгеновских лучей). Большой ферромагнитный момент вакансии должен, конечно, существенно сказываться и на магнитных свойствах кристаллов He^3 .

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 ноября 1976 г.

Литература

- [1] R.A.Guyer. Journ. of Low. Temp. Phys., 8, 427, 1972.
 - [2] N.Sullivan, G.Deville, A.Landesman. Phys. Rev., B11, 1858, 1975.
 - [3] J.B.Sokoloff, A.Widom. Phys. Rev. Lett., 35, 673, 1975.
 - [4] W.F.Brinkman, T.M.Rice. Phys. Rev. B2, 1324, 1970.
 - [5] R.A.Ferrell. Phys. Rev., 108, 167, 1957; C.G.Kuper. Phys. Rev. 122, 1007; 1961.
 - [6] И.М.Лифшиц, С.А.Гредескул. ЖЭТФ, 57, 2209, 1969.
 - [7] М.А.Кривоглаз. ФТТ, 11, 2230, 1969; УФН 111, 617, 1973.
-