

**И. О. Кулик.** Сверхпроводимость узкозонных металлов и полупроводников и модель сверхпроводящего стекла. В последнее время, в связи с проблемами сверхпроводникового материаловедения и поиском высокотемпературных сверх-

среднего поля <sup>10</sup>

$$T_c^0 = W_1 z \frac{1-2\nu}{\ln [(1-\nu)/\nu]}, \quad T_d^0 = 2W_2 z \nu (1-\nu) \quad (2)$$

( $z$  — число ближайших соседей в решетке,  $\nu$  — среднее число пар на узел,  $\nu = x/2$ ). Соотношение величин  $W_1$  и  $W_2$  определяет тип фазовой диаграммы СС (рис. 2). Учет межузельных корреляций (выход за рамки приближения среднего поля) <sup>17</sup> не меняет качественно картины сосуществования сверхпроводящей (СП), зарядово упорядоченной (ЗУС) и смешанной (М) фаз. В сверхпроводящем состоянии щель порядка  $T_c$  (отношение  $2\Delta/T_c \geq 4$ ), а в заря-

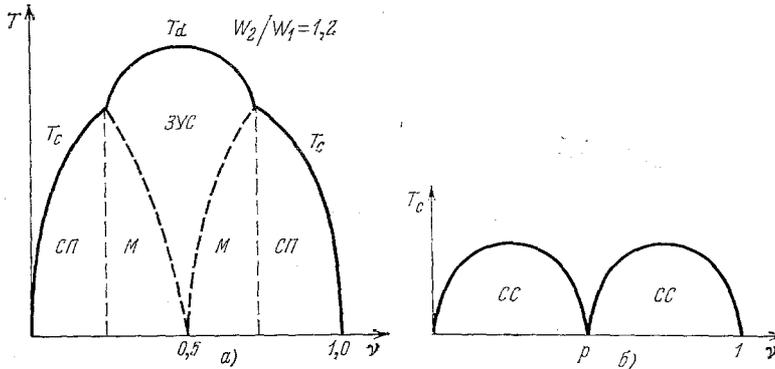


Рис. 2. Фазовая диаграмма «сверхпроводящего стекла».

а) Без учета беспорядка; б) сверхпроводимость при сильном диагональном беспорядке

дово-упорядоченном — порядка  $T_d$ . Учет диагонального беспорядка уменьшает как  $T_c$ , так и  $T_d$ . При этом в пределе сильного беспорядка  $\delta U \gg T_c^0$  имеем (рис. 2, б)

$$T_c = c \frac{\text{th } A}{A} W_1 \left( \frac{\delta U}{W_1} \right)^\alpha, \quad (3)$$

где  $0 < \alpha < 1$ , а величина  $A$  определяется из соотношения  $\text{th } A = (2\nu - p)/p$  при  $\nu < p$ ,  $\text{th } A = (2\nu - 1 - p)/(1 - p)$  при  $\nu > p$ ;  $p$  — относительное число узлов со значением  $U_i = \langle U \rangle + \delta U/2$ ,  $1 - p$  — соответственно  $\langle U \rangle - (\delta U/2)$ .

Выше температуры перехода при узкой поляронной зоне проводимость определяется в основном одиночными электронами, поэтому она будет возрастать с увеличением температуры. Фактически модель СС описывает переход полупроводник-сверхпроводник, равно как и (благодаря наличию ЗУС) переход в диэлектрическое состояние при изменении состава. В основном, несмотря на кажущееся сильное различие исходных предпосылок, лежащих в основе теории БКШ и теории СС, их отличие оказывается не качественным, а количественным, и поскольку сверхпроводимость реально невозможна ни при очень малых ( $T_c \sim e^{-1/\lambda}$ ), ни при очень больших ( $T_c \sim (1/\lambda) e^{-\lambda t / \langle \omega \rangle}$ ) значениях  $\lambda$ , то оно может быть выявлено посредством детального изучения таких величин, как  $2\Delta/T_c$ ,  $\Delta c/c$  ( $\Delta c$  — скачок теплоемкости),  $H_{c2}/H_{c1}$  и т. д. в случае  $\lambda \lesssim 1$  и  $\lambda \gtrsim 1$ . Интересно, что величина критического поля  $H_{c2}$  в модели СС оказывается очень большой <sup>18</sup> и значительно превышает так называемый парамагнитный предел.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. — УФН, 1976, т. 118, с. 315.
2. Batlogg В., Remeika J. P. et al. — Superconductivity in d- and f-band metals/Ed. W. Buckel, W. Weber. — Karlsruhe, 1982, p. 401.
3. Johnson D. C. — J. Low Temp. Phys., 1976, v. 25, p. 145.
4. Lасое R., Wolf S. A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1212.
5. Sato M., Griер B. H. et al. — J. Phys. Ser. C, 1983, v. 16, p. 5217.