

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. A. Moskalenko, M. E. Polistrant, V. V. Skafaru,
Stabilization of superconductivity in spin glass,
TMF, 1984, Volume 59, Number 2, 307–314

<https://www.mathnet.ru/eng/tmf4834>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.88

April 23, 2025, 14:18:56



О СТАБИЛИЗАЦИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СПИНОВОМ СТЕКЛЕ

Москаленко В. А., Палистрант М. Е., Скафару В. В.

Вычислена разность свободных энергий сверхпроводящего и нормального состояний неупорядоченной магнитной системы в фазе спинового стекла. Выполнено разложение этой разности по параметру порядка сверхпроводящего состояния вблизи критической точки $T \sim T_c$ и изучено поведение коэффициентов разложения f_1 и f_2 в области больших концентраций магнитной примеси, где наблюдается эффект возврата. Сделаны выводы, что при низких температурах фазовый переход в нормальное состояние является переходом второго рода, решения уравнения для критической температуры перехода спинового стекла в сверхпроводящее состояние [2] физичны и состояние сверхпроводимости в спиновом стекле является стабильным.

1. ВВЕДЕНИЕ

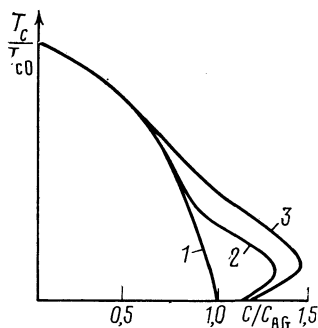
В последнее время интенсивно ведутся исследования свойств неупорядоченных магнитных систем в фазе спинового стекла как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях.

В частности, в связи с обнаружением эффекта возврата в нормальное состояние в сверхпроводящем спиновом стекле [1] возник интерес к подробному теоретическому изучению сверхпроводящих спиновых стекол.

В работе [2] на основе s - d -модели металла построена теория сверхпроводимости в спиновом стекле, получены основные уравнения и найдены решения уравнения для критической температуры T_c перехода спинового стекла в сверхпроводящее состояние.

Зависимость величины T_c от концентрации магнитной примеси, полученная в [2], для наглядности приведена на рисунке. Здесь кривая 1 отвечает значениям критической температуры в парамагнитной фазе [3], кривые 2 и 3 — в фазе спинового стекла при

$S=1$ и значениях параметра обменного взаимодействия $\alpha=1, 3$ и 13 , соответственно ($\alpha=\eta N(0)J^2/T_{c0}$; η — отношение числа электронов проводимости к числу ионов металла, $N(0)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми, J — константа обменного взаимодействия, T_{c0} — значение критической температуры чистого сверхпроводника, S — спин атома примеси). Нетрудно видеть на основании этого рисунка, что в области больших концентраций примеси с понижением температуры (при заданной



концентрации примеси) при некоторой критической температуре T_{c1} система переходит в сверхпроводящее состояние, дальнейшее понижение температуры приводит при $T=T_{c2}$ к переходу системы в нормальное состояние. Имеет место эффект возврата в нормальное состояние. Такое поведение температуры сверхпроводящего перехода обусловлено наличием локального магнитного поля (которое растет с ростом обменного взаимодействия и концентрации магнитной примеси) и спиновых волн в системе. Эта картина согласуется, например, с имеющимися экспериментальными данными по зависимости критической температуры LaRu_2 от концентрации Gd [1].

Однако для полного согласия теории [2] с экспериментом необходимо исследовать, устойчивы ли состояния в области низких температур на теоретической кривой I и какого типа фазовый переход в сверхпроводящее состояние имеет место в спиновом стекле вблизи критических концентраций примеси.

В данной работе будет вычислена разность свободных энергий нормального и сверхпроводящего состояний спинового стекла и изучено поведение системы вблизи критической температуры во всей концентрационной области.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ РАЗНОСТИ СВОБОДНЫХ ЭНЕРГИЙ

Будем исходить из выражения для разности свободных энергий, полученного в работе [4],

$$(1) \quad \delta F = F_n - F_s = -\delta \frac{1}{2\beta} \sum_{\mathbf{p}, n} \text{tr} \left\{ \hat{g}(\mathbf{p}, i\omega_n) \varepsilon_{\mathbf{p}} (\tau_3 \times \sigma_0) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \hat{\Sigma}(\mathbf{p}, i\omega_n) \hat{g}(\mathbf{p}, i\omega_n) \right\} e^{i\omega_n 0^+},$$

где \hat{g} — матричная электронная функция Грина, $\hat{\Sigma}$ — массовый оператор; $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ — энергия электрона; $\beta = 1/T$, T — температура; $\omega_n = (2n+1)\pi T$, $n=0; \pm 1; \pm 2 \dots$. Символ δ здесь обозначает разность между нормальным и сверхпроводящим состояниями.

Запишем уравнение Дайсона для электронной функции Грина в спиновом стекле

$$(2) \quad \hat{g}^{-1}(\mathbf{p}, i\omega_n) = \hat{g}_0^{-1}(\mathbf{p}, i\omega_n) - \hat{\Sigma}(\mathbf{p}, i\omega_n),$$

где

$$(3) \quad \hat{g}_0^{-1}(\mathbf{p}, i\omega_n) = i\omega_n (\tau_0 \times \sigma_0) - \varepsilon_{\mathbf{p}} (\tau_3 \times \sigma_0).$$

Собственно-энергетический оператор $\hat{\Sigma}$ в технике Намбу можно представить в виде

$$(4) \quad \hat{\Sigma}(\mathbf{p}, i\omega_n) = (i\omega_n - i\bar{\omega}_n) (\tau_0 \times \sigma_0) + \bar{\Delta} (\tau_2 \times \sigma_2) + \chi (\tau_3 \times \sigma_0).$$

где $\tau_0, \sigma_0, \tau_3, \sigma_3, \tau_2, \sigma_2$ — матрицы Паули, $(a \times b)$ означает прямое произведение матриц.

В сверхпроводящем спиновом стекле необходимо учитывать вклад в массовый оператор эффективного электронного взаимодействия, приводя-

щего к сверхпроводящему состоянию, и вклад от взаимодействия электронов проводимости с d -электронами локализованной примеси, приводящего к фазе спинового стекла. Таким образом, для фазы спинового стекла имеем

$$(5) \quad \hat{\Sigma}(\mathbf{p}, i\omega_n) = \hat{\Sigma}_s(\mathbf{p}, i\omega_n) + \hat{\Sigma}_{fg}(\mathbf{p}, i\omega_n),$$

где

$$(6) \quad \hat{\Sigma}_s = \frac{V}{\beta} \sum_{\mathbf{p}, n} [(\tau_3 \times \sigma_0) \hat{g}(\mathbf{p}, i\omega_n) (\tau_3 \times \sigma_0)]_{\text{не диаг}},$$

$$(7) \quad \hat{\Sigma}_{fg}(i\omega_n) = -\frac{J^2}{\beta} \sum_{\mathbf{p}, n} D(\omega_m - \omega_n) \hat{g}(\mathbf{p}, i\omega_n),$$

(6) — обычное выражение для массового оператора сверхпроводящей системы (V — константа межэлектронного взаимодействия), а (7) было получено впервые в работе [5] (см. также [2]). $D(\omega)$ — спиновая функция Грина [6, 7], J — константа обменного взаимодействия. Подставляем (4), (6) и (7) в формулу (5) и приравнявая диагональные и недиагональные члены, получаем для перенормированных частот $\bar{\omega}$ и параметра порядка $\bar{\Delta}$ систему уравнений:

$$(8) \quad \bar{\omega}_n = \omega_n - \frac{J^2 N(0) \pi}{\beta} \sum_m D(\omega_n - \omega_m) \frac{\bar{\omega}_m}{\sqrt{\bar{\omega}_m^2 + \bar{\Delta}_m^2}},$$

$$(9) \quad \bar{\Delta}_n = \Delta + \frac{J^2 N(0) \pi}{\beta} \sum_m D(\omega_n - \omega_m) \frac{\bar{\Delta}_m}{\sqrt{\bar{\omega}_m^2 + \bar{\Delta}_m^2}}$$

($N(0)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми). При этом параметр порядка Δ определяется выражением

$$(10) \quad \Delta = \frac{N(0) V}{\beta} \sum_m \frac{\bar{\Delta}_m}{\sqrt{\bar{\omega}_m^2 + \bar{\Delta}_m^2}}.$$

Введем обозначение $U_n = \bar{\omega}_n / \bar{\Delta}_n$ и представим левую часть уравнения (8) в виде $U_n \bar{\Delta}_n$. Подставляя затем в (8) значение $\bar{\Delta}_n$ из (9), преобразуем систему уравнений (8) — (9) к виду

$$(11) \quad \Delta U_m = \omega_m - \frac{\pi J^2 N(0)}{\beta} \sum_n D(\omega_n - \omega_m) \frac{U_m + U_n}{\sqrt{U_n^2 + 1}}.$$

При этом уравнение для параметра порядка (10) в новых обозначениях приобретает вид

$$(12) \quad \Delta = \frac{V}{\beta} \sum_m \frac{1}{\sqrt{U_m^2 + 1}}.$$

Система уравнений (11) — (12) для спинового стекла впервые была получена в работе [5] и при $T = T_c$ подробно исследовалась в [2]. Выражение для электронной функции Грина на основании уравнения Дайсона (2) и выражения для массового оператора $\hat{\Sigma}$ (4) может быть представлено в виде

$$(13) \quad \hat{g}(\mathbf{p}, i\omega_n) = \frac{i\bar{\omega}_n (\tau_0 \times \sigma_0) + \bar{\varepsilon}_p (\tau_3 \times \sigma_0) + \bar{\Delta}_n (\tau_2 \times \sigma_2)}{\bar{\omega}_n^2 + \bar{\varepsilon}_p^2 + \bar{\Delta}_n^2}$$

где $\bar{\varepsilon}_p = \varepsilon_p - \chi$.

На основании формул (1), (5)–(7) и (11), (12) после вычисления суммы диагональных матричных элементов и интегрирования по энергии для разности свободных энергий получаем выражение

$$(14) \quad \delta F = F_n - F_s = N(0) \pi \frac{1}{\beta} \sum_m \left\{ 2\bar{\omega}_m \frac{U_m}{\sqrt{U_m^2 + 1}} - 2|\bar{\omega}_m| + \frac{\pi N(0) V}{\beta} \sum_n \frac{1}{\sqrt{(U_n^2 + 1)(U_m^2 + 1)}} - \frac{J^2 N(0) \pi}{\beta} \sum_n D(\bar{\omega}_m - \bar{\omega}_n) \left[\frac{U_n U_m}{\sqrt{(U_n^2 + 1)(U_m^2 + 1)}} - \text{sign}(\bar{\omega}_n \bar{\omega}_m) - \frac{1}{\sqrt{(U_n^2 + 1)(U_m^2 + 1)}} \right] \right\}.$$

Так же как и в работе [2], представим спиновую функцию Грина в виде

$$(15) \quad D(\omega) = D_0(\omega) + \delta D(\omega),$$

где $D_0(\omega)$ — спиновая функция Грина без учета спиновых волн, а $\delta D(\omega)$ — поправка, обязанная учету спиновых волн (см., например, [2]) в фазе спинового стекла.

3. РАЗЛОЖЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ $F_n - F_s$ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для дальнейших вычислений удобно переписать выражение (13) в безразмерных величинах:

$$(16) \quad \frac{F_n - F_s}{N(0) (2\pi T)^2} = \frac{1}{2} \sum_m \left\{ 2\bar{\omega}_m \frac{U_m}{\sqrt{U_m^2 + 1}} - 2|\bar{\omega}_m| + \frac{y}{\sqrt{U_m^2 + 1}} + \frac{\bar{\sigma}}{2s(s+1)\bar{T}} \sum_n D(\bar{\omega}_m - \bar{\omega}_n) \left[\frac{U_n U_m}{\sqrt{(U_n^2 + 1)(U_m^2 + 1)}} - \text{sign}(\bar{\omega}_m \bar{\omega}_n) - \frac{1}{\sqrt{(U_n^2 + 1)(U_m^2 + 1)}} \right] \right\},$$

$$\text{где } \bar{\omega}_m = \frac{\omega_m}{2\pi T} = m + \frac{1}{2}; \quad y = \frac{\Delta}{2\pi T}; \quad \bar{\sigma} = \frac{2\pi J^2 N(0) s(s+1)}{2\pi T_{c0}}. \quad D(\bar{\omega}_m -$$

$-\bar{\omega}_n) = -C\beta D(\bar{\omega}_m - \bar{\omega}_n)$; s — спин атома примеси; C — концентрация примеси; $\bar{T} = T/T_{c0}$; T_{c0} — значение критической температуры чистого сверхпроводника. При этом уравнение для величины U_m переписется в виде

$$(17) \quad y U_m = \bar{\omega}_m + \frac{\bar{\sigma}}{2s(s+1)\bar{T}} \sum_n D(\bar{\omega}_n - \bar{\omega}_m) \frac{U_m + U_n}{\sqrt{U_n^2 + 1}},$$

при $T \sim T_c$ -величина $U_m \gg 1$ и в выражении (16) и уравнении (17) можно выполнить разложение по величине $1/U_m^2$. Нетрудно видеть на основании

(17), что решение величины U_m можно искать в виде

$$(18) \quad U_m = \frac{U_m^0}{y} + U_m^{(1)} y^2 + U_m^{(2)} y^3 + \dots$$

Выполнив в (16) разложение по малой величине $1/U_m^2$ и воспользовавшись определением (18), с точностью до членов y^6 выражение для $F_n - F_s$ приобретает вид

$$(19) \quad \frac{F_n - F_s}{N(0) (2\pi T_c)^2} = y^4 [f_1 + f_2 y^2 + \dots],$$

где

$$(20) \quad f_1 = \frac{1}{2} \sum_m \left\{ \text{sign}(\bar{\omega}_m) \left[2\bar{\omega}_m \left(\frac{U_m^{(1)}}{(U_m^0)^3} + \frac{3}{8(U_m^0)^4} \right) - \frac{1}{2(U_m^0)^3} - \frac{U_m^{(1)}}{(U_m^0)^2} \right] + \frac{\bar{\sigma}}{2s(s+1)\bar{T}} \sum_n D(\bar{\omega}_m - \bar{\omega}_n) \text{sign}(\bar{\omega}_m \bar{\omega}_n) \times \right. \\ \times \left[\frac{U_m^{(1)}}{(U_m^0)^3} + \frac{3}{8(U_m^0)^4} + \frac{1}{4(U_m^0)^2 (U_n^0)^2} + \frac{U_n^{(1)}}{(U_n^0)^3} + \frac{3}{8(U_n^0)^4} + \frac{1}{2(U_m^0) (U_n^0)^3} + \frac{U_n^{(1)}}{(U_m^0) (U_n^0)^2} + \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2(U_n^0) (U_m^0)^3} + \frac{U_m^{(1)}}{(U_n^0) (U_m^0)^2} \right] \right\}.$$

Коэффициент f_2 — некоторая функция от $U_m^{(0)}$, $U_m^{(1)}$ и $U_m^{(2)}$ и из-за его громоздкости здесь не приводится. Систему уравнений для $U_m^{(0)}$, $U_m^{(1)}$ и $U_m^{(2)}$ мы получаем, выполнив в (17) следующие операции: разложим правую часть этого уравнения по $1/U_m^2 \ll 1$, воспользуемся разложением для величины U_m (18) и приравняем коэффициенты при одинаковых степенях y . На этом пути получаем

$$(21) \quad U_m^0 = \bar{\omega}_m + \frac{\bar{\sigma}}{2s(s+1)\bar{T}} \sum_n D(\bar{\omega}_m - \bar{\omega}_n) \text{sign}(\bar{\omega}_n) \left[1 + \frac{U_m^0}{U_n^0} \right] \\ U_m^{(1)} = - \frac{\bar{\sigma}}{2s(s+1)\bar{T}} \sum_n D(\bar{\omega}_m - \bar{\omega}_n) \text{sign} \bar{\omega}_n \times \\ \times \left[\frac{1}{2(U_n^0)^2} \left(1 + \frac{U_m^0}{U_n^0} \right) + \frac{U_m^0 U_n^{(1)}}{(U_n^0)^2} - \frac{U_m^{(1)}}{U_n^0} \right], \\ U_m^{(2)} = \frac{\bar{\sigma}}{2s(s+1)\bar{T}} \sum_n D(\bar{\omega}_m - \bar{\omega}_n) \text{sign}(\bar{\omega}_n) \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{U_m^0}{U_n^0} \right) \left(\frac{U_n^{(1)}}{(U_n^0)^3} + \frac{3}{8(U_n^0)^4} \right) - \frac{U_m^0}{2(U_n^0)^3} \left(- \frac{U_n^{(1)}}{U_n^0} + \frac{U_m^{(1)}}{U_m^0} \right) + \right.$$

$$+ \frac{U_m^0}{U_n^0} \left(-\frac{U_n^{(2)}}{U_n^0} + \frac{(U_n^{(1)})^2}{(U_n^0)^2} - \frac{U_n^{(1)} U_m^{(1)}}{U_n^0 U_m^0} + \frac{U_m^{(2)}}{U_m^0} \right) \Big].$$

4. ПРЕДЕЛЬНЫЙ СЛУЧАЙ ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗЫ

Чтобы получить предел парамагнитной фазы, следует рассматривать статическое приближение для функции D :

$$(22) \quad D(\omega_m - \omega_n) = Cs(s+1)\delta_{mn}.$$

В этом пределе для разности свободных энергий δF^0 получаем

$$(23) \quad \frac{\delta F^0}{(2\pi T)^2 N(0)} = \frac{1}{2} \sum_m \left(2\bar{\omega}_m \frac{U_{m0}}{\sqrt{U_{m0}^2 + 1}} - 2|\bar{\omega}_m| + \right. \\ \left. + \frac{y}{\sqrt{U_{m0}^2 + 1}} - \bar{\sigma} \frac{1}{T} \frac{1}{U_{m0}^2 + 1} \right).$$

Формула (23) совпадает с выражением, полученным в работе [8] в пределе слабого электрон-фононного взаимодействия.

При этом величины U_{m0} определяются из уравнения

$$(24) \quad yU_{m0} = \bar{\omega}_m + \bar{\sigma} \frac{1}{T} \frac{U_{m0}}{\sqrt{U_{m0}^2 + 1}}.$$

Разложение свободной энергии вблизи критической температуры имеет вид

$$(25) \quad \frac{\delta F^0}{N(0)(2\pi T)^2} = f_1^0 \Delta^4 + f_2^0 \Delta^6 + \dots,$$

где

$$(26) \quad f_1^0 = \frac{1}{4} \left(\sum_{m>0} \frac{1}{(\bar{\omega}_m + \bar{\sigma} T_{c0}/T)^3} - \bar{\sigma} \frac{1}{T} \sum_{m>0} \frac{1}{(\bar{\omega}_m + \bar{\sigma} T_{c0}/T)^4} \right), \\ f_2^0 = -\frac{1}{4} \left\{ \sum_{m>0} \frac{1}{(\bar{\omega}_m + \bar{\sigma} T_{c0}/T)^5} + \frac{7}{2} \bar{\sigma} \frac{1}{T} \sum_{m>0} \frac{1}{(\bar{\omega}_m + \bar{\sigma} T_{c0}/T)^6} \right\}$$

В формулах (23)–(26) индекс 0 означает, что соответствующие величины определены в парамагнитной фазе.

В этой фазе коэффициенты в разложении величины U_m по степеням y существенно упрощаются и имеют вид

$$(27) \quad U_{m0}^0 = \bar{\omega}_m + \bar{\sigma} \frac{T_{c0}}{T} \text{sign}(\omega_m),$$

$$U_{m0}^{(1)} = -\bar{\sigma} \frac{T_{c0}}{T} \frac{\text{sign}(\bar{\omega}_m)}{2(U_{m0}^0)^2}$$

$$U_{m0}^{(2)} = \bar{\sigma} \frac{T_{c0}}{T} \left[\frac{U_m^{(1)}}{(U_{m0}^0)^3} + \frac{3}{8(U_{m0}^0)^4} \right].$$

Эти решения будут использованы в дальнейшем как нулевое приближение при рассмотрении системы уравнений (21) для фазы спинового стекла.

5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как известно, тип фазового перехода в системах определяется знаком коэффициента f_1 в разложении (19)) в точке $T=T_c$. При $f_1 < 0$ имеет место фазовый переход первого рода, а при $f_1 > 0$ — второго. Таким образом, уравнение

$$(28) \quad f_1(T_c, \bar{\sigma}) = 0$$

определяет точку, в которой меняется тип фазового перехода.

Наша цель состоит в том, чтобы вычислить коэффициенты f_1 и f_2 и определить, какого рода фазовый переход в нормальное состояние из сверхпроводящего имеет место в спиновом стекле. Нетрудно видеть на

Т а б л и ц а 1

| $Y = T_c/T_{c0}$ | $\bar{\sigma}$ | f_1 | f_2 |
|------------------|----------------|----------------------|----------------------|
| 0,26 | 0,182 | 0,276 | $1,42 \cdot 10^{-2}$ |
| 0,18 | 0,2 | 0,121 | $1,6 \cdot 10^{-2}$ |
| 0,09 | 0,21 | $2,42 \cdot 10^{-2}$ | $1,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 0,05 | 0,2 | $0,56 \cdot 10^{-2}$ | $-3,2 \cdot 10^{-4}$ |
| 0,01 | 0,182 | $0,42 \cdot 10^{-4}$ | 0 |

Т а б л и ц а 2

| $Y = T_c/T_{c0}$ | $\bar{\sigma}$ | f_1^0 | f_2^0 |
|------------------|----------------|---------|-----------------------|
| 0,4 | 0,112 | 0,79 | -0,33 |
| 0,32 | 0,119 | 0,53 | $-0,96 \cdot 10^{-2}$ |
| 0,15 | 0,133 | 0,144 | $0,81 \cdot 10^{-2}$ |
| 0,07 | 0,136 | 0,023 | $0,64 \cdot 10^{-3}$ |

основании (20), что f_1 и f_2 не содержат явной зависимости от ω . Для выявления этой зависимости необходимо решать сложные уравнения (21). Это обстоятельство заставляет нас прибегать к помощи ЭВМ. Для расчета использованы те же значения параметров теории, что и в [2], а также использованы полученные там значения для критической температуры сверхпроводника.

Выбрав в качестве нулевого решения выражения (27), методом итераций получены решения уравнений (21) и рассчитаны по формулам (20) значения коэффициентов f_1 и f_2 при $T=T_c$ и различных концентрациях примеси (параметра $\bar{\sigma}$). Результаты этих расчетов приведены в табл. 1. Для сравнения в табл. 2 приведены результаты вычисления f_1^0 и f_2^0 (случай парамагнитной фазы).

Нетрудно видеть на основании этих таблиц, что коэффициент $f_1 > 0$ во всей концентрационной области как в парамагнитной фазе, так и в фазе спинового стекла. Следовательно, при рассмотренных в работе значениях параметров теории уравнение (28) не имеет решения, т. е. во всей концентрационной области фазовый переход является переходом второго рода. Именно такой переход предполагается при получении уравнения для T_c [2]. Следовательно, полученные в [2] решения физичны и состояние сверхпроводимости в спиновом стекле является стабильным.

Литература

- [1] Jones T. E., Kwak J. F., Chock E. P., Chaikin P. M.— Solid State Commun., 1978, 27, № 3, 209—213.
- [2] Беззуб О. П., Москаленко В. А., Палистрант М. Е.— ТМФ, 1983, 55, № 3, 431—447.
- [3] Абрикосов А. А., Горьков Л. П.— ЖЭТФ, 1960, 39, 1781—1796.
- [4] Wada Y.— Phys. Rev., 1964, 135, № 6A, 1481—1497.
- [5] Moskalenko V. A., Botoshan N. I.— Phys. Lett., 1979, 69A, № 5, 377—379.
- [6] Moskalenko V. A., Palistrant M. E.— Phys. Lett., 1981, 82, № 3, 143—144.
- [7] Москаленко В. А., Палистрант М. Е.— ТМФ, 1982, 50, № 3, 420—425.
- [8] Schachinger E. Theory of Superconducting Alloys. Preprint ITPR-81012, Graz: Technische Universität, 1981.

Институт прикладной физики
Академии наук МССР

Поступила в редакцию
13.VII.1983 г.

SUPERCONDUCTIVITY STABILIZATION IN SPIN GLASS

Moskalenko V. A., Palistrant M. E., Skafaru V. V.

The difference of free energies of superconductive and normal states of a disordered magnetic system in spin glass phase is calculated. The expansion of this difference in the order parameter of the superconductive state is performed in the critical temperature region $T \sim T_c$ and the behaviour of the coefficients f_1 and f_2 of this expansion is studied in the case of large concentrations of magnetic impurity, where the return effect is discovered. The conclusion is drawn that there is a second kind phase transition to the normal state. It is found also that our equation for the critical temperature of superconductive state of spin glass is physical and that the superconductivity of spin glass system in the region of the return effect is stable.
