объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P17-82-497

Г.М.Вуйичич*, Н.М.Плакида

К ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛОВ

Направлено в журнал "Физика низких температур"

---

*Институт ядерных наук им. Б.Кидрича, Белград, СФРЮ.

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Аморфные металлы и их сплавы /металлические стекла/ имеют ряд характерных особенностей, обусловленных структурным беспорядком. Помимо изменения электронного спектра, в некоторых случаях значительного, структурное разупорядочение приводит и к сильной перестройке спектра колебаний решетки: повышается плотность фононных состояний в области низких частот и появляются характерные для стекол локализованные низкоэнергетические возбуждения двухуровневого типа/1/. Хотя плотность локализованных двухуровневых систем невелика /$\sim 10^{-5}$ на атом/, благодаря широкому энергетическому распределению они оказывают заметное влияние на ряд физических свойств аморфного металла в области низких температур /см./1/ /. Поэтому определенный интерес представляет выяснение роли двухуровневых систем в сверхпроводимости аморфных металлов и их сплавов. Как было показано в работах/2/, взаимодействие электронов с двухуровневыми системами в структурно-неустойчивой регулярной решетке приводит к увеличению константы связи λ и может объяснить наблюдаемый на эксперименте рост температуры перехода T_c вблизи области структурной неустойчивости кристалла. В работе/3/ была дана оценка T_c для металлического стекла с малой концентрацией двухуровневых систем, но без учета электрон-фононного взаимодействия.

В настоящей работе дается вывод уравнений сверхпроводимости для аморфного металла с учетом взаимодействия электронов как с фононами, так и с квазилокальными возбуждениями двухуровневого типа и проводится оценка влияния последних на температуру перехода T_c. В следующем разделе получены уравнения Элиашберга для электронной функции Грина в узельном представлении в общей модели аморфного металла. Приближенное вычисление эффективного взаимодействия электронов проведено в п.3, на основе которого в п.4 дана оценка T_c для металлического стекла типа PdZr. Показано, что несмотря на малую концентрацию двухуровневых систем из-за сильного взаимодействия электронов с ними в аморфном металле возможно заметное повышение T_c за счет образования квазилокальных возбуждений двухуровневого типа.

2. УРАВНЕНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Для описания электроной системы в разупорядоченной решетке воспользуемся базисом локализованных электронных состояний в приближении сильной связи и запишем гамильтониан электронов в виде

$$H = \sum_{i\sigma} \epsilon_i a^+_{i\sigma} a_{i\sigma} + \sum_{i \neq j} t_{ij} a^+_{i\sigma} a_{j\sigma} + \sum_{ij} \rho_{ij} a^+_{i\sigma} a_{j\sigma} , \qquad /1/$$

где $a^+_{i\sigma}$, $a_{i\sigma}$ - операторы рождения и уничтожения электрона на узле i с энергией ϵ_i и спином σ, t_{ij} - интеграл перескока для узлов $i \neq j$, а оператор ρ_{ij} описывает неупругое рассеяние электронов, обусловленное флуктуациями плотности в распределении ионов решетки. Явный вид его, а также модельное представление для двухуровневых систем и фононов в неупорядоченной решетке будут рассмотрены в п.3. Прямое кулоновское взаимодействие в явном виде не учитывается, а влияние его на T_c оценивается с помощью эффективного псевдопотенциала. Вводя далее представление Намбу

$$\psi_i = \begin{pmatrix} a_{i\uparrow} \\ a^+_{i\downarrow} \end{pmatrix}, \qquad \psi^+_i = (a^+_{i\uparrow}, a_{i\downarrow}), \qquad /2/$$

получим уравнение для матричной электронной функции Грина

$$G_{ij}(t-t') = \langle\langle \psi_i(t) | \psi_j(t') \rangle\rangle , \qquad /3/$$

где приняты обычные обозначения для двухвременных термодинамических функций Грина [4,5]. Составляя цепочку уравнений при дифференцировании /3/ по двум временам, как это было описано в работе [6], получаем уравнение для фурье-компоненты по времени для функции /3/ в виде

$$G_{ii'}(\omega) = G^{\circ}_{ii'}(\omega) + \sum_{jk} G^{\circ}_{ij}(\omega) T_{jk}(\omega) G^{\circ}_{ki'}(\omega). \qquad /4/$$

Нулевая функция Грина удовлетворяет уравнению

$$\sum_j [\omega \tau_0 \delta_{ij} - (\epsilon_i \delta_{ij} + t_{ij}) \tau_3] G^{\circ}_{ji'}(\omega) = \delta_{ii'} , \qquad /5/$$

где введены матрицы Паули:

$$\tau_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \qquad /6/$$

Матрица рассеяния в /4/ определяется многочастичной функцией Грина

$$T_{ij}(\omega) = \sum_{i'j'} \langle\langle \rho_{ii'} \tau_3 \psi_{i'} | \psi_{j'} \tau_3 \rho_{j'j} \rangle\rangle_\omega \qquad /7/$$

и связана с массовым оператором $M_{ij}(\omega)$ функции Грина /3/ уравнением

$$T_{ij}(\omega) = M_{ij}(\omega) + \sum_{kr} M_{ik}(\omega) G^{\circ}_{kr}(\omega) T_{rj}(\omega). \qquad /8/$$

Следовательно, массовый оператор является сильносвязанной /или собственной (p) / частью матрицы рассеяния /7/: $M_{ij}(\omega) = T_{ij}^{(p)}(\omega)$. Чтобы получить замкнутое уравнение Дайсона, рассмотрим приближенное выражение для массового оператора, в котором не учитывается перенормировка электрон-ионной вершины. Этому приближению соответствует следующее расцепление двухвременной корреляционной функции [6]:

$$\langle \rho_{ii'}(t) \tau_3 \psi_{i'}(t) | \psi^+_{j'} \tau_3 \rho_{j'j} \rangle^{(p)} = $$
$$= \langle \rho_{ii'}(t) \rho_{j'j} \rangle \tau_3 \langle \psi_{i'}(t) \psi_{j'} \rangle \tau_3 , \qquad /9/$$

аналогичное приближению "взаимодействующих мод". Используя теперь спектральные представления для функций Грина [5], получим следующее выражение для массового оператора в приближении /9/:

$$M_{ij}(\omega) = \frac{1}{\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1 d\omega_2}{\omega - (\omega_1 + \omega_2)} \frac{1}{2} \left(\mathrm{th} \frac{\beta\omega_1}{2} + \mathrm{cth} \frac{\beta\omega_2}{2} \right) \times$$
$$\times \sum_{i'j'} \tau_3 \mathrm{Im}\, G_{i'j'}(\omega_1 + i\delta) \tau_3 \mathrm{Im} \langle\langle \rho_{ii'} | \rho_{j'j} \rangle\rangle_{\omega_2 + i\delta} . \qquad /10/$$

Физические свойства неупорядоченной системы определяются усредненными по конфигурации узлов решетки величинами. В частности, плотность одноэлектронных состояний в системе определяется функцией

$$N(\omega) = \frac{1}{N} \sum_i \{ - \frac{1}{\pi} \mathrm{Im} \langle\langle a_{i\sigma} | a^+_{i\sigma} \rangle\rangle_{\omega + i\delta} \}, \qquad /11/$$

где суммирование проводится по всем узлам решетки. Для исследования сверхпроводящих свойств системы достаточно рассмотреть функцию Грина /3/, усредненную по всем узлам решетки при фиксированном значении электронной энергии:

$$G(\epsilon, \omega) = \frac{1}{N(\epsilon)} \frac{1}{N} \sum_i \delta(\epsilon - \epsilon_i) G_{ii}(\omega) \equiv \bar{G}_{ii}(\omega). \qquad /12/$$

Отметим, что эта функция Грина описывает состояние электрона во всей решетке с учетом перехода его на другие узлы $j \neq i$ под действием оператора перескока в /1/. Поэтому усредненная согласно /12/ нулевая функция Грина /5/ может быть представлена в виде

$$G^{\circ}(\epsilon, \omega) = [\omega \tau_0 - (\epsilon + t(\epsilon, \omega)) \tau_3]^{-1}. \qquad /13/$$

Вычисление массового оператора $t(\epsilon, \omega)$, определяющего размытие одноэлектронного уровня $\epsilon = \epsilon_i$ в зону в неупорядоченной решетке, представляет достаточно сложную задачу, которая выходит за рамки данной работы. При выводе уравнений сверхпроводимости обычно предполагается, что свойства нормального металла известны, и поэтому функции /11/ и /13/ можно считать заданными.

Проведем теперь усреднение согласно /12/ уравнения /4/ с учетом /8/. В результате получим уравнение Дайсона для усредненной функции Грина /12/:

$$G(\epsilon,\omega)=G^{\circ}(\epsilon,\omega)+\overline{\sum_{jk} G^{c}_{ij}(\omega)M_{jk}(\omega)G_{ki}(\omega)}. \qquad /14/$$

Пренебрегая корреляцией в расположении узлов (j,k), приведем независимое усреднение массового оператора и функций Грина в /14/, в результате чего получим:

$$G(\epsilon,\omega)=\{\omega\tau_0-[\epsilon+t(\epsilon,\omega)]\tau_3-M(\epsilon,\omega)\}^{-1}, \qquad /15/$$

где усредненное значение массового оператора

$$M(\epsilon,\omega)=\frac{1}{N(\epsilon)}\frac{1}{N}\sum_i \delta(\epsilon-\epsilon_i)M_{ii}(\omega)\approx$$

$$\approx\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega_1 d\omega_2}{\omega-(\omega_1+\omega_2)}\,\frac{1}{2}\left(\operatorname{th}\frac{\beta\omega_1}{2}+\operatorname{cth}\frac{\beta\omega_2}{2}\right)\times \qquad /16/$$

$$\times\int d\epsilon' N(\epsilon')V(\epsilon,\epsilon'|\omega_2)\tau_3\left[-\frac{1}{\pi}\operatorname{Im}G(\epsilon',\omega_1+i\delta)\right]\tau_3 .$$

Приближенное выражение здесь получено также при независимом усреднении по узлам решетки в /10/:

$$\sum_{jk} G_{jk}(\omega_1)\langle\langle\rho_{ij}|\rho_{ki}\rangle\rangle_{\omega_2}=$$

$$=\int d\epsilon' \sum_{jk}\delta(\epsilon'-\epsilon_j)G_{jk}(\omega_1)\langle\langle\rho_{ij}|\rho_{ki}\rangle\rangle_{\omega_2}\approx \qquad /17/$$

$$\approx\int d\epsilon' N(\epsilon')G(\epsilon',\omega_1)\frac{1}{N(\epsilon')}\sum_j \delta(\epsilon'-\epsilon_j)\langle\langle\rho_{ij}|\rho_{ji}\rangle\rangle_{\omega_2},$$

что позволяет ввести в /16/ эффективное взаимодействие электронов:

$$V(\epsilon,\epsilon'|\omega)=\frac{1}{N(\epsilon)N(\epsilon')}\sum_{ij}\delta(\epsilon-\epsilon_i)\delta(\epsilon'-\epsilon_j)\left[-\frac{1}{\pi N}\operatorname{Im}\langle\langle\rho_{ij}|\rho_{ji}\rangle\rangle_{\omega+i\delta}\right]. \qquad /18/$$

В результате мы приходим к стандартной в теории сверхпроводимости системе уравнений для функции Грина /14/ и массового оператора /15/, которая получается обычно после усреднения этих функций по поверхности постоянной энергии. Аналогичная система уравнений для "грязных" сверхпроводников получается при более традиционном конфигурационном усреднении функций Грина, "восстанавливающем" трансляционную симметрию системы и допускающем фурье-разложение по импульсу. Однако в случае аморфного металла введение импульсного представления встречается с рядом трудностей и более последовательным представляется вывод всех уравнений и их усреднение в узельном представлении.

Дальнейший анализ системы уравнений /15/, /16/ может быть проведен стандартным образом /см., например, /7// и сводится к вычислению некоторых интегралов по энергетическим переменным от эффективного взаимодействия /18/.

3. ЭФФЕКТИВНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Для вычисления эффективного взаимодействия /18/ необходимо рассмотреть определенную модель неупорядоченной решетки и электрон-ионного взаимодействия. При переходе решетки из кристаллического состояния в аморфное наиболее сильное изменение испытывают оптические ветви колебаний /или колебания на границе зоны в простой решетке/, поскольку эти колебания локального типа более чувствительны к флуктуациям ближнего порядка в аморфном состоянии. В частности, определенная доля этих колебаний в тех областях решетки, где ближний порядок нарушен особенно сильно, превращается в низкоэнергетические возбуждения двухуровневого типа. В зависимости от степени нарушения ближнего порядка могут наблюдаться как предельно низкоэнергетические возбуждения туннельного типа /с энергией $E \ll 1$ К/, так и возбуждения квазилокального типа /с энергией $E \sim 1\div100$ К/. Появление подобных квазилокальных частот хорошо известно в экспериментах с внецентровыми примесями типа Li^+ в NaCl, где небольшое изменение постоянной решетки /$\approx 0{,}5\%$/ переводит туннелирующую примесь в квазилокальное колебательное состояние /см. /8/ /. Для описания этих квазилокальных колебаний воспользуемся двухуровневой моделью, гамильтониан которой в псевдоспиновом представлении имеет вид /1/

$$H_S=\sum_\ell E_\ell S^z_\ell+\sum_\ell(M_\ell S^x_\ell+D_\ell S^z_\ell)e_\ell , \qquad /19/$$

где S^a_ℓ - оператор псевдоспина $S=1/2$ в узле ℓ, действующий в пространстве основного $\Psi_0(\vec r)$ и первого $\Psi_1(\vec r)$ возбужденного состояний для потенциала с двумя минимумами. M_ℓ и D_ℓ - матричные элементы, описывающие взаимодействие двухуровневого возбуждения с деформацией e_ℓ. Это взаимодействие приводит к конечному затуханию $\Gamma_{ph}(E)\sim E^3$ двухуровневых возбуждений, причем $\Gamma_{ph}\gtrsim E$ в области $E\gtrsim 100$ К. Поскольку в эффективное притяжение электронов /18/ основной вклад дают виртуальные возбуждения решетки с $E>T_c$, то затуханием $\Gamma_e(E)$ двухуровневых возбуждений за счет их взаимодействия с электронами можно пренебречь: $\Gamma_e(E)\sim E$ и дает большой вклад по сравнению с деформационным $\Gamma_{ph}(E)$ лишь для туннельных возбуждений при $E \lesssim 0{,}1$ Т/К/ /см./[1] /. Поэтому для дальнейших расчетов мы можем предположить, что плотность двухуровневых возбуждений с достаточно малым затуханием имеет непрерывное распределение в интервале (E_1, E_0):

$$P(E) = \frac{n_0}{E_0}, \qquad E_1 \le E \le E_0 , \qquad /20/$$

где $E_1 \lesssim 0{,}1$ К и $E_0 \sim 100$ К, n_0 - их концентрация. Асимметрией двухъямного потенциала, играющей важную роль в случае туннельных возбуждений/1/, здесь мы будем пренебрегать.

Малые колебания решетки обычного фононного типа будем описывать эффективным гармоническим гамильтонианом

$$H_{ph} = \sum_n \frac{P_n^2}{2M_n} + \frac{1}{2}\sum_{nm} \Phi^{\alpha\beta}_{nm} u^\alpha_n u^\beta_m , \qquad /21/$$

где смещение u^α_n определяют колебания акустического типа для ячейки n с эффективной массой M_n и матрицей силовых постоянных $\Phi^{\alpha\beta}_{nm}$.

Учитывая принятую модель, оператор взаимодействия электронов с колебаниями решетки в /1/ запишем в виде

$$\rho_{ij} = \sum_{n\alpha} V^\alpha_{ijn} u^\alpha_n + \sum_\ell V_{ij\ell} S^x_\ell , \qquad /22/$$

где матричные элементы могут быть выражены через псевдопотенциал электрон-ионного взаимодействия

$$V^\alpha_{ijn} = \langle i | \nabla_\alpha U(\vec n + \vec r) | j\rangle = \sum_q v_n(q) e^{i\vec q\vec n} A_{ij}(q) i q_\alpha , \qquad /23/$$

$$V_{ij\ell} = 2\langle i | \Psi_0(\vec r) U(\vec\ell + \vec r) \Psi_1(\vec r) | j\rangle = \sum_q v_\ell(q) e^{i\vec q\vec\ell} A_{ij}(q) 2\gamma_\ell(q). \qquad /24/$$

Здесь $A_{ij}(q) = \langle i | \exp iqr | j\rangle$ - электронный формфактор в узельном представлении,

$$\gamma_\ell(q) = \int d^3 r\, \Psi_{0\ell}(\vec r) e^{i\vec q\vec r} \Psi_{1\ell}(\vec r) \simeq i \sin\frac{\vec q d_\ell}{2} - \qquad /25/$$

псевдоспиновый формфактор, $\Psi_{(0,1)\ell}(r)$ - волновые функции основного /0/ и возбужденного /1/ состояний в ячейке ℓ. Приближенное выражение для него получено для случая достаточно глубокой двойной ямы, где d_ℓ - расстояние между ее минимумами. В случае переходных d -металлов более удобной оказывается оценка матричных элементов /23/, /24/ с помощью модели сильносвязанных электронов /9/, когда

взаимодействие электронов с колебаниями решетки определяется в основном изменением интеграла перескока:

$$V^\alpha_{ijn} = \frac{\partial t(\vec R_{ij})}{\partial R^\alpha_{ij}} (\delta_{n,i} - \delta_{n,j}) \simeq q_0 t_{ij} \frac{R^\alpha_{ij}}{|\vec R_{ij}|} (\delta_{n,i} - \delta_{n,j}), \qquad /26/$$

$$V_{ij\ell} = 2\langle \Psi_{0\ell}(\vec r) | t(\vec R_{ij} + \vec r) | \Psi_{1\ell}(\vec r)\rangle \simeq q_0 t_{ij} d_\ell \delta_{i,\ell} , \qquad /27/$$

где $\vec R_{ij}$ - расстояние между ближайшими узлами (i,j), q_0 - слейтеровский коэффициент, характеризующий экспоненциальное убывание d -функции.

Подставляя теперь /22/ в выражение /18/, для эффективного взаимодействия получаем представление:

$$V(\epsilon, \epsilon' | \omega) = \frac{1}{N(\epsilon) N(\epsilon')} \frac{1}{N} \sum_{ij} \delta(\epsilon - \epsilon_i) \delta(\epsilon' - \epsilon_j) \times$$
$$\times \Big\{ \sum_{nn'} V^\alpha_{ijn} V^\beta_{jin'} \Big[-\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \langle\langle u^\alpha_n | u^\beta_{n'} \rangle\rangle_{\omega + i\delta} \Big] + \qquad /28/$$
$$+ \sum_\ell V_{ij\ell} V_{ji\ell} \Big[-\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \langle\langle S^x_\ell | S^x_\ell \rangle\rangle_{\omega + i\delta} \Big] \Big\},$$

где мы опустили интерференционные члены ввиду их более высокого порядка малости по взаимодействию. Проведем далее оценку эффективного взаимодействия, выполняя независимое усреднение по решетке для восприимчивостей:

$$\chi_{ph}(\omega) = -\frac{1}{3N} \sum_{n\alpha} \langle\langle u^\alpha_n | u^\alpha_n \rangle\rangle_\omega \simeq \frac{1}{3N} \sum_{n\alpha} \frac{1}{\Phi^{\alpha\alpha}_{nn} - M_n \omega^2} , \qquad /29/$$

$$\chi_s(\omega) = -\frac{1}{N} \sum_\ell \langle\langle S^x_\ell | S^x_\ell \rangle\rangle_\omega \simeq \frac{1}{N} \sum_\ell \frac{E_\ell \langle S^z_\ell \rangle}{E^2_\ell - \omega^2} , \qquad /30/$$

где в /30/ $\langle S^z_\ell \rangle \simeq \frac{1}{2} \operatorname{th}(\beta E_\ell / 2)$ и не учитывается перенормировка E_ℓ за счет взаимодействия двухуровневой системы с деформацией в /19/ и электронами в /22/. Вводя спектральные плотности $F_{ph,s}(\omega) = \operatorname{Im} \chi_{ph,s}(\omega + i\delta)$, эффективное взаимодействие /28/ для электронов при фермиевской энергии $\epsilon' = \epsilon = \epsilon_F$ приближенно запишем в виде

$$V(\epsilon_F | \omega) \simeq \langle J^2_{ph} \rangle F_{ph}(\omega) + \langle J^2_s \rangle F_s(\omega). \qquad /31/$$

Для матричных элементов взаимодействия электронов с фононами и двухуровневой системой в приближении сильной связи согласно /26/, /27/ получаем оценки

$$\langle J^2_{ph} \rangle = \frac{1}{N^2_F N} \sum_{ij} \delta(\epsilon_F - \epsilon_i) \delta(\epsilon_F - \epsilon_j) | V^\alpha_{ijn} |^2 \simeq (q_0 W)^2 , \qquad /32/$$

$$\langle J_s^2 \rangle = \frac{1}{N_F^2 N} \sum_{ij} \delta(\epsilon_F - \epsilon_i)\,\delta(\epsilon_F - \epsilon_j)\,|V_{ij\ell}|^2 \approx (q_0 W d_0)^2 \qquad /33/$$

где W - ширина электронной d -зоны, $N_F = N(\epsilon_F)$, d_0 - характерное значение параметра двойной ямы d_ℓ в /25/. Учитывая, что плотность двухуровневых возбуждений определяется распределением /20/, их спектральную плотность в /31/ можем представить в виде

$$F_s(\omega) \approx \frac{n_0}{4E_0} \operatorname{th} \frac{\beta\omega}{2}\, \theta(E_0 - |\omega|). \qquad /34/$$

В отличие от $F_{ph}(\omega)$ спектральная плотность двухуровневых возбуждений /34/ постоянна в интервале $T_c \lesssim \omega \leq E_0$ и не может быть аппроксимирована какой-то одной характерной частотой.

4. ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА

Для оценки температуры перехода T_c произведем прежде всего вычисление эффективной константы связи, следуя Макмиллану /см., например, [7] /:

$$\lambda = \lambda_{ph} + \lambda_s = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} N_F V(\epsilon_F|\omega) = $$
$$= N_F \langle J_{ph}^2 \rangle\, \chi_{ph}(0) + N_F \langle J_s^2 \rangle\, \chi_s(0). \qquad /35/$$

Вводя здесь согласно /29/ усредненное значение силовой постоянной решетки $\chi_{ph}(0) = \langle \Phi_{nn} \rangle^{-1}$ и используя представление /34/, получим:

$$\lambda_{ph} = N_F \langle J_{ph}^2 \rangle \langle \Phi_{nn} \rangle^{-1}, \qquad /36/$$

$$\lambda_s = 2\lambda_0 \int_{E_1}^{E_0} \frac{d\omega}{\omega} \operatorname{th} \frac{\beta\omega}{2}, \qquad /37/$$

где $\lambda_0 = (N_F/4)\langle J_s^2 \rangle (n_0/E_0)$. Отношение этих констант связи с учетом /32/, /33/ может быть оценено выражением

$$\frac{\lambda_s}{\lambda_{ph}} \approx n_0 \frac{\langle \Phi_{nn} \rangle d_0^2}{E_0} \ln \frac{E_0}{T} \approx n_0 \frac{\omega_D}{E_0} \frac{d_0^2}{u_0^2} \ln \frac{E_0}{T}, \qquad /38/$$

где введена характерная энергия колебаний решетки $\omega_D = \langle \Phi_{nn} \rangle u_0^2$ и связанное с ней среднеквадратичное смещение ионов u_0^2. Поскольку характерное расстояние d_0 для двухуровневых систем много больше u_0: $(d_0/u_0)^2 \sim 10 \div 10^2$, то для /38/ по порядку величины получаем оценку $\lambda_s/\lambda_{ph} \sim (10^2 \div 10^3)\, n_0$ при $E_0 \sim 100$ К для $T \sim T_c \sim$ ~ 1 К. Как видно, достаточно сильное взаимодействие электронов с двухуровневыми системами и постоянная плотность распределения последних может дать заметный вклад в константу связи /35/ даже при низкой концентрации n_0 двухуровневых систем. Константу связи /37/ можно оценить и непосредственно, если воспользоваться экспериментальными данными по затуханию ультразвука. Согласно, например, [10] для металлического стекла PdZr можно принять $n_0/E_0 \approx 10^{33}$/эрг·см^3/$^{-1}$, $N_F \approx 2{,}2\cdot 10^{34}$/эрг·см^3/$^{-1}$ и $N_F\sqrt{\langle J_s^2 \rangle} \approx$ ≈0,9, что дает

$$\lambda_0 = \frac{1}{4N_F} \frac{n_0}{E_0} N_F^2 \langle J_s^2 \rangle \approx 10^{-2}. \qquad /39/$$

Учитывая эту оценку, проведем вычисление температуры перехода в приближении промежуточной связи. Пользуясь стандартным приближением для щелевой функции $\Delta(\omega)$ в виде ступенчатой функции с характерными частотами ω_s для константы λ_s и ω_D для λ_{ph} и вводя эффективный кулоновский псевдопотенциал μ^*, получим:

$$\frac{T_c}{1{,}45\,\omega_c} = \exp\left\{- \frac{1 + \lambda_{ph} + \lambda_s}{\lambda_s + \dfrac{(1+\lambda_{ph})(\lambda_{ph} - \mu^*)}{1 + \lambda_{ph} - (\lambda_{ph} - \mu^*)\ln \dfrac{\omega_D}{\omega_s}}}\right\}. \qquad /40/$$

Выбирая характерные для металлических стекол типа PdZr значения параметров: $\lambda_{ph} = 0{,}4$, $\mu^* = 0{,}11$, $\omega_D = 200$ К, находим $T_c^\circ(\lambda_s{=}0) =$ $= 2{,}4$ К /при $T_c = 2{,}62$ К, наблюдаемой в эксперименте/. Полагая теперь согласно /37/, /39/ $\lambda_s = /1 \div 5/\cdot 10^{-2}$, находим $T_c/T_c^\circ =$ $= 1 \div 1{,}23$ при $\omega_s = 50$ К и $T_c/T_c^\circ = 1{,}1 \div 1{,}5$ при $\omega_s = 100$ К. Полученные оценки показывают, что несмотря на малую концентрацию двухуровневых систем, они могут давать увеличение T_c /≈10÷20%/, доступное для экспериментального наблюдения. Отметим в связи с этим работу [11], где было обнаружено уменьшение T_c после отжига металлического стекла, которое не приводило к изменению плотности электронных состояний, но могло влиять на плотность двухуровневых систем.

Более точное вычисление константы связи λ_s /3.5/ /и обусловленное ею изменение T_c /40// требует более определенных данных для плотности двухуровневых систем n_0 , которая может значительно отличаться от полученной в ультразвуковых экспериментах в области энергий $E \lesssim 5\cdot 10^{-2}$ К. Необходимо также более точное вычисление восприимчивости двухуровневой системы /30/ с учетом взаимодействия ее с электронами и деформацией и уточнение формулы /40/ для T_c .

В заключение один из авторов /Н.П./ хотел бы поблагодарить Ю.М.Кагана и участников его семинара за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Black J.L. Low Energy Excitations in Metallic Glasses. In: Metallic Glasses, ed. H.J.Güntherodt, Springer Verlag, New York, 1980.
2. Vujičić G.M. et al: Phys.Lett., 1979, 73A, No.5, p.439-441; J.Phys.C: Solid State Physics, 1981, 14, No.17, p.2377-2386.
3. Riess J., Maynard R. Phys.Lett., 1980, 79A, No.4, p.334-336.
4. Боголюбов Н.Н., Тябликов С.В. ДАН СССР, сер.мат., физ., 1959, 126, №1, с.53-56.
5. Зубарев Д.Н. УФН, 1960, 71, №1, с.71-116.
6. Вуйичич Г.М., Петру З.К., Плакида Н.М. ТМФ, 1981, 46, №1, с.91-98.
7. Вонсовский С.В., Изюмов Ю.А., Курмаев Э.З. Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. "Наука", М., 1977, с. 383.
8. Kahan A.M., Patterson M., Sievers A.I. Phys.Rev.B, 1976, 14, No.12, p.5422-5434.
9. Barišić S., Labbe J., Friedel J. Phys.Rev.Lett., 1970, 25, No.14, p.919-922.
10. Arnold W. et al. Journ.de Phys.Lett., 1981, 42, No.13, p.L-289-294.
11. Altonian Z., Tu Guo-hua, Strom-Olsen J.O. Solid St.Comm., 1981, 40, No.3, p.221-224.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1982 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Вуйичич Г.М., Плакида Н.М. Р17-82-497

К теории сверхпроводимости аморфных металлов

Получены уравнения сверхпроводимости в неупорядоченной модели металла в узельном представлении для электронной функции Грина. Проведена оценка температуры сверхпроводящего перехода при учете взаимодействия электронов как с фононами, так и квазилокальными возбуждениями двухуровневого типа в металлических стеклах. Показано, что последнее взаимодействие достаточно велико и может приводить к заметному повышению T_c в металлических стеклах типа PdZr.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Vujičić G.M., Plakida N.M. P17-82-497

On the Theory of Superconductivity of Amorphous Metals

The superconducting equations for a disorded model of metal in the site representation for electron Green's function are obtained. The superconducting transition temperature T_c is estimated by taking into account both electron-phonon and electron-two-level system interactions in metallic glasses. The latter one is strong enough to produce a noticeable enhancement of T_c in metallic glasses of the PdZr type.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.