

СПИНОВЫЕ СТЕКЛА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ОСНОВЕ

А.А.Абрикосов

Вычислено косвенное обменное взаимодействие между локализованными спинами в полупроводнике, осуществляемое электронами проводимости. Оно оказывается знакопеременным и затухающим. Период осцилляций и декремент затухания определяются энергетическим спектром. Рассмотрены физические особенности. Изучены свойства спиновых стекол на основе квазиодномерных полупроводников. Проведено сравнение с экспериментом.

В работах [1, 2] были рассмотрены спиновые стекла с короткодействием, которые можно получить, вводя в металл, кроме магнитных примесей, немагнитные примеси с такой концентрацией, чтобы выполнялось условие $n_m^{-1/3} \gg l$, где n_m — концентрация магнитной примеси, l — длина пробега электрона. Реально осуществить такую ситуацию довольно трудно (см. [2]). Однако, как мы сейчас покажем, очень похожее взаимодействие между локализованными спинами возникает, если поместить их не в металл, а в полупроводник.

Рассмотрим модель полупроводника с одним максимумом валентной зоны при $p = 0$ и несколькими симметричными минимумами зоны проводимости при $p = K_i$. Спектр в окрестности каждого из экстремумов будем предполагать квадратичным и изотропным и соответствующей эффективной массой. Отсчитывая энергию от потолка валентной зоны, имеем следующую гриновскую функцию

$$G(\omega, p) = \left[\omega + \frac{p^2}{2m_h} - i\delta \right]^{-1} + \sum_{K_i} \left[\omega - \Delta - \frac{(p - K_i)^2}{2m_e} + i\delta \right]^{-1}, \quad (1)$$

где Δ — энергетическая щель.

Если предположить взаимодействие электронов с локализованными спинами в форме

$$\mathcal{H}_{ei} = -(J/n) \sum_i \psi^\dagger(\mathbf{R}_i) \vec{\sigma} S_i \psi(\mathbf{R}_i), \quad (2)$$

где \mathbf{R}_i — позиции локализованных спинов S_i , то получаем взаимодействие между двумя примесными спинами:

$$\mathcal{H}_{12} = 2(J/n)^2 S_1 S_2 \int \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d^3\mathbf{k} (2\pi)^3 [(-i) fG(\omega, \mathbf{p}) G(\omega, \mathbf{p} - \mathbf{k}) \times \\ \times d\omega d^3\mathbf{p} / (2\pi)^4]. \quad (3)$$

Подставим сюда $G(\omega, \mathbf{p})$ согласно (1). При интегрировании по \mathbf{p} мы выделим только особую часть (остальная часть существенна лишь на атомных расстояниях). В предположении больших r получаем

$$\mathcal{H}_{12} = - \frac{\pi^{-5/2} (\alpha m^*)^{3/2}}{[2(m_e + m_h)]^{1/2}} \left(\frac{J}{n}\right)^2 S_1 S_2 \frac{e^{-\alpha r}}{r^{5/2}} \sum_i \cos \mathbf{K}_i \mathbf{r}, \quad (4)$$

где

$$\alpha = \sqrt{2\Delta(m_e - m_h)}, \quad m^* = m_e m_h / (m_e + m_h). \quad (5)$$

При $\mathbf{K}_i \neq 0$ это взаимодействие очень напоминает то, что возникает в спиновом стекле на базе металла с немагнитными дефектами. В случае, когда $\mathbf{K}_i = 0$ (прямая щель) получается ферромагнитное взаимодействие. Соответствующая модель была рассмотрена в работах Коренблита и Шендера (см. [3]).

Физические свойства стекол были рассмотрены в [1, 2]. В частности там было показано, что при низких температурах определяющую роль играют расстояния r , близкие к нулям $\cos 2p_0 r$. Во взаимодействии (4) соответствующий множитель есть $q = \sum_i \cos \mathbf{K}_i \mathbf{r}$, зависящий от зонной структуры полупроводника. Определим плотность значений q как

$$\rho(q) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int d^3\mathbf{r} \delta \left[\sum_i \cos(\mathbf{K}_i \mathbf{r}) - q \right] \quad (6)$$

и найдем ее для двух конкретных моделей, а именно для спектров типа Si и Ge. В первом случае находим

$$\rho(q) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos qs J_0^3(\eta s) ds, \quad (7)$$

где $\eta = 1$, если минимумы расположены на гранях зоны Бриллюэна и $\eta = 2$, если в общих точках осей четвертого порядка. Можно убедиться в том, что $\rho(0)$ есть конечная величина. Это означает, что при низких температурах температурные зависимости теплоемкости и магнитной восприимчивости будут такими же, как в стекле на основе металла с дефектами, рассмотренном в [1, 2], т. е. $C \sim T$, $\chi \sim \ln(T_0/T)$.

В случае спектра типа Ge.

$$\rho(q) = \frac{1}{\pi^3 \eta} \int_1^{4\eta/|q|} \frac{ds}{\sqrt{s^2 - 1}} K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{qs}{4\eta}\right)^2}\right), \quad (8)$$

где K — эллиптический интеграл, а η имеет тот же смысл, что и в формуле (7). При малых q $\rho(q)$ имеет вид

$$\rho(q \ll 1) \approx \frac{1}{2\pi^3 \eta} \left(\ln^2 \frac{32\eta}{q} - \frac{\pi^2}{4} \right). \quad (9)$$

Это приводит к следующим температурным зависимостям для теплоемкости и магнитной восприимчивости

$$C \sim T \ln^2(T_0/T), \quad \chi \sim \ln^3(T_0/T), \quad (10)$$

где (мы вводим V_0 — константу при $(S_1 S_2) e^{-\alpha r} r^{-5/2} \sum_i \cos \mathbf{K}_i \cdot \mathbf{r} b(\psi)$)

$$T_0 = V_0 S_n^{5/6} (4\pi n_m / \alpha^3)^{2/3} \exp[-(4\pi n_m / \alpha^3)^{-1/2}]. \quad (11)$$

Эти зависимости заметно отличаются от предыдущего случая. Выше T_0 все зависимости аналогичны [1 и 2].

В работах [1, 2] делалось предположение, что радиус действия сил l много больше межатомных расстояний, точнее $l \gg (2\rho_0)^{-1}$. Можно показать, что в случае $l \sim (2\rho_0)^{-1}$, или $a \sim |\mathbf{K}_i|$ теория остается применимой в области $T \ll T_0$.

Все изложенные результаты справедливы, если локализованные примесные спины могут располагаться в любых точках пространства. Однако более естественно считать, что каждый примесный атом располагается в определенном месте элементарной ячейки кристалла, хотя сами ячейки являются произвольными. Если период осцилляций сил взаимодействия несоизмерим с периодом решетки, то не возникает никакой разницы. Это справедливо для стекла на основе металла, где период есть π/ρ_0 и на основе полупроводника, если \mathbf{K}_i несоизмеримы с периодами обратной решетки. Если же это не так, то возникает особый случай — "соизмеримое спиновое стекло". Простейший пример — рассмотренные ранее модели, когда \mathbf{K}_i попадают на грани зоны Бриллюэна. Если магнитные примеси образуют сплав замещения в решетке типа ZnS, то в модели спектра типа Si, но с минимумами на гранях зоны Бриллюэна, получается:

$$\rho(q) = \frac{1}{4} \delta(q - 3) + \frac{3}{4} \delta(q + 1). \quad (12)$$

В модели спектра типа Ge имеется четыре невзаимодействующие друг с другом подсистемы спинов, и в каждой подсистеме

$$\rho(q) = \frac{1}{2} \delta(q - 4) + \frac{1}{2} \delta(q + 4). \quad (13)$$

В соизмеримых спиновых стеклах все температурные зависимости сохраняют свою форму при $T \gg T_0$, но при $T < T_0$ имеется заметное отличие. В частности, магнитная восприимчивость имеет максимум в окрестности T_0 (кроме максимума при Θ) и при более низких температурах падает с температурой.

Вполне интересной моделью является спиновое стекло на базе квазиодномерного полупроводника. Расчет, аналогичный трехмерному случаю, приводит к следующей формуле для взаимодействия

$$\mathcal{H}_{12} = - \frac{4\eta}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{J}{n}\right)^2 S_1 S_2 (m_e m_h)^{1/2} \cos Kze^{-az}/(az)^{1/2} \quad (14)$$

где n — число атомов на 1 см цепочки, K — местоположение минимума в зоне проводимости, $\eta = 1$ при $K = \pi/a$, $\eta = 2$ в остальных случаях, a выражается формулой (5). Физические свойства такого вещества рассмотрены в работе [4]. В одномерной модели соизмеримый случай не отличается от несоизмеримого.

В случае $K = 0$ возникает неупорядоченный магнетик с ферромагнитным взаимодействием. Такое вещество не было рассмотрено ранее. Его магнитные свойства таковы:

а) магнитная восприимчивость при $h \rightarrow 0$

$$\chi \approx \frac{2n_m \mu^2 S^2}{3T^{1+n_m/a}} (V_0 n_m^{1/2})^{n_m/a}, \quad T \ll \Theta \sim V_0 n_m^{1/2} S^2$$

$$\chi \approx \frac{n_m \mu^2}{3T} \left[S(S+1) + 2S^2 \frac{n_m}{a} \ln \left(\frac{V_0 n_m^{1/2}}{T} \right) \right], \quad T \gg \Theta \quad (15)$$

б) намагниченность в конечных полях $1 \ll \mu h S / T$, $\lambda = \left(\frac{T}{\Theta} \right)^{n_m/a} \ll \ll 1$

$$M \approx \frac{2}{3} \frac{n_m \mu^2 S^2 h}{T \lambda} \left(1 - \frac{4}{5} \gamma^2 \right), \quad \gamma = \frac{\mu h S}{T \lambda} \ll 1,$$

$$M \approx n_m \mu S (1 - 1/\gamma), \quad \gamma \gg 1. \quad (16)$$

Экспериментально была измерена магнитная восприимчивость полупроводника SrS с малой примесью европия. При атомной концентрации меньше 3% в области низких температур наблюдается зависимость $\chi \sim \ln(T_0/T)$ (Ж.Толанс, частное сообщение). Согласно формуле (11) T_0 зависит от концентрации в основном по закону

$$\ln T_0 = A - (4\pi n_m / a^3)^{-1/2}, \quad (17)$$

где A медленно меняется с n_m . Линейная зависимость $\ln T_0$ от $n_m^{-1/2}$ хорошо подтверждается экспериментом. Для α получается оценка $\alpha \sim 10^7 \text{ см}^{-1}$, что соответствует формуле (5). К сожалению, детальное сопоставление теории с опытом затруднено тем, что неизвестны подробности энергетического спектра SrS и, кроме того, эксперименты относятся к слишком большим концентрациям, так что $4\pi n_m / \alpha^3 \sim 1$, а не $\ll 1$.

В заключение пользуюсь случаем выразить признательность доктору Ж.Толансу за то, что сообщением о своих экспериментальных результатах в $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ он привлек мое внимание к проблеме.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 мая 1979 г.

Литература

- [1] А.А.Абрикосов, С.И.Мухин. Письма в ЖЭТФ, 27, 477, 1978.
- [2] А.А.Абрикосов, С.И.Мухин. J. Low Temp. Phys., 33, 207, 1978.
- [3] И.Я.Коренблит, Е.Ф.Шендер. УФН, 126, 233, 1978.
- [4] А.А.Абрикосов. J. Low Temp Phys., (в печати).