Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 10, стр. 407 – 410 25 ноября 1987 г.

# ОБ ЭСР ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР

*А.М. Финкельштейн*

На основании результатов недавних измерений электронного спинового резонанса в Si : P в области перехода металл–изолятор [1,2] сделаны выводы о природе перехода в некомпенсированных полупроводниках.

**1.** В последнее время произведены измерения электронного спинового резонанса (ЭСР) в некомпенсированном металлическом Si : P вблизи перехода металл–изолятор [1,2]. Было показано (см. также [3]), что спиновая восприимчивость $\chi$ при понижении температуры резко возрастает не только в диэлектрической фазе [4], но и на металлической стороне перехода в довольно широкой области концентраций фосфора $n \gtrsim n_c$ ($n_c$ – отвечает переходу, в Si : P $n_c \cong 3{,}2 \cdot 10^{18}/\text{см}^3$). В [1] аномальный рост $\chi$ был обнаружен даже на образце с $n = 4{,}5 \cdot 10^{18}/\text{см}^3$. В [2] измерения производились на двух образцах с $n/n_c = 1{,}09$ и 1,25. Здесь был получен очень интересный результат: при понижении температуры, начиная с $T \sim 1$ К, ширина резонансной линии $\Delta H_{1/2}$ растет пропорционально $\chi$.

В настоящей статье мы занимаемся интерпретацией экспериментов [1,2]. Рост спиновой восприимчивости в металлической фазе может быть следствием наличия глубоко под уровнем Ферми однократно заполненных электронных состояний – локализованных магнитных моментов, образовавшихся вследствие флуктуаций в расположении примесных атомов [5]. С другой стороны, рост $\chi$ может быть результатом аномального усиления взаимодействия электронов, рассеивающихся на примесях [6–9]. Обнаруженный в [2] факт пропорциональности $\chi$ и $\Delta H_{1/2}$ в Si : P в области перехода является, на наш взгляд, ключевым для понимания физики перехода металл–изолятор в некомпенсированных полупроводниках.

Анализ, проведенный ниже, показывает: *а)* Предположение о том, что рост $\chi$ на металлической стороне перехода происходит за счет локализованных моментов, по-видимому, не позволяет объяснить пропорциональность $\chi$ и $\Delta H_{1/2}$; *б)* поправки к $\chi$ и $\Delta H_{1/2}$, возникающие за счет взаимодействия диффундирующих электронов [6], совпадают только в первом порядке по амплитуде $\Gamma_2$, описывающей взаимодействие флуктуаций спиновой плотности. Значение этого совпадения было преувеличено в работах [10] – при учете высших порядков по $\Gamma_2$ оказывается, что значительное возрастание может быть только у $\chi$, но не у $\Delta H_{1/2}$; *в)* для того, чтобы выполнялась пропорциональность $\chi$ и $\Delta H_{1/2}$, нужно, чтобы локальная спиновая восприимчивость $\chi(r=0)$ была пропорциональна $\chi$. Иными словами, аномальное усиление функции $\chi(q)$ должно происходить не только при нулевом импульсе $q$, а в некоторой области импульсов конечного радиуса.

На основании изложенного можно сделать следующий вывод: в некомпенсированных полупроводниках, в отличие от других неупорядоченных систем, для описания перехода металл-изолятор рассмотрения диффузионных мод оказывается недостаточно. Можно предположить, что причина отличия перехода металл-изолятор в Si : P от перехода в компенсированных полупроводниках [11] состоит в том, что в Si : P в области перехода вырабатываются локальные моды.

**2.** Обсудим предположение, что в Si : P на металлической стороне перехода имеются как делокализованные (им будет соответствовать индекс $e$), так и локализованные спины (индекс $s$). Физика ЭСР при наличии двух спиновых подсистем зависит от того, реализуется ли режим "узкого горла" (совместный резонанс $e$- и $s$- электронов) или нет. Поскольку в Si : P $g$-факторы делокализованных и локализованных электронов должны быть равны $g_e = g_s$, следует полагать, что мы имеем дело с режимом узкого горла. Теория ЭСР магнитных моментов в металле систематизирована в обзоре [12]. В случае узкого горла ширина резонансной линии [1])

$$\Delta H_{1/2} \equiv \frac{1}{T_{eff}} \approx \frac{\chi_s / T_{sL} + \chi_e / T_{eL}}{\chi_s + \chi_e}\,, \tag{1}$$

где $T_{sL}$ и $T_{eL}$ – времена спин-решеточной релаксации соответственно в $s$- и $e$- спиновых подсистемах. Физический смысл формулы (1) заключается просто в том, что доля намагниченности, приходящаяся на каждую из подсистем, умножается на скорость релаксации в этой подсистеме. При понижении температуры до 30 мК восприимчивость $\chi = \chi_s + \chi_e$ возрастает в несколько раз и, следовательно, $\chi_s$ – вклад от локализованных спинов – должен значительно превышать паулиевскую восприимчивость делокализованных электронов $\chi_e$. Отсюда следует, что $1/T_{eff} \approx 1/T_{sL}$.

Спин-решеточная релаксация намагниченности локализованных спинов осуществляется в Si : P за счет сверхтонкого взаимодействия с ядрами фосфора. При этом

$$1/T_{sL} = \frac{1}{2}\;\frac{<\omega_{hf}^2>/\,T_{se}}{T_{se}^{-2} + (\Delta\omega)^2} \;\cong\; \frac{1}{2}<\omega_{hf}^2>T_{se}\,, \tag{2}$$

где $\omega_{hf}$ – постоянная сверхтонкой структуры; $\Delta\omega$ – аналог сдвига Найта для локализованного спина, $T_{se}$ – время релаксации намагниченности локализованных электронов за счет обменного взаимодействия с делокализованными электронами. Формула (2) описывает обычный прецессионный механизм релаксации, где время прецессии контролируется взаимодействием с электронами проводимости. Далее, с учетом уравнения баланса $T_{se}/T_{es} = \chi_s/\chi_e$, получаем

$$\Delta H_{1/2} \propto T_{es}\chi_s/\chi_e\,, \tag{3}$$

где $T_{es}$ – время релаксации электронов проводимости за счет обмена с локализованными моментами.

На первый взгляд, мы пришли к желаемому результату $\Delta H_{1/2}(T) \propto \chi(T)$, т.к. $\chi_e$ от температуры не зависит, а $1/T_{es} = 2\pi c\rho J^2$ ($\rho$–плотность состояний на поверхности Ферми, $J$–константа обменного взаимодействия $s$ и $e$ -электронов, $c$ - концентрация локализованных спинов). Однако следует принять во внимание, что при понижении температуры восприимчивость растет значительно слабее, чем следует из закона Кюри: $\chi_s = (g_s\mu_B)^2\, c/4T$. Это можно было бы объяснить тем, что происходит

[1]) Строго говоря, в числителе формулы (1) вместо $\chi_s$ и $\chi_e$ должны быть $\chi_s^0$ и $\chi_e^0$, отвечающие соответствующим величинам в отсутствие обменного взаимодействия между $e$- и $s$- электронами. Мы не будем различать эти величины.

постепенное замораживание локализованных спинов в пары или кластеры [2], и, следовательно, эффективная концентрация $c$ есть функция температуры: $c = c(T)$. Но тогда, поскольку $1/T_{es} \propto c$, зависимость от температуры у $\Delta H_{1/2}(T)$ и $\chi(T)$ оказалась бы различной. Таким образом, модель двух сортов электронов, по крайней мере в ее простейшем виде не описывает экспериментальных данных.

3. Рассмотрим уширение $\Delta H_{1/2}$, как эффект взаимодействия электронов, рассеивающихся на примесях. Корреляционная функция спиновой плотности имеет следующий вид, когда $k$ и $\omega$ малы:

$$\chi(k,\omega) = \chi_e \gamma_\sigma(0) \frac{D_s k^2 + \dfrac{\langle \gamma_\sigma^2 \rangle}{\gamma_\sigma(0)} \dfrac{1}{T_{eL}} + i\omega_0}{D_s k^2 + \dfrac{\langle \gamma_\sigma^2 \rangle}{\gamma_\sigma(0)} \dfrac{1}{T_{eL}} - i(\omega - \omega_0)} . \qquad (4)$$

Здесь $\chi_e = \frac{1}{2}(g_e \mu_B)^2 \rho$ ; $D_s$ – коэффициент диффузии спинов; $\omega_0$ – частота ЭСР; $\gamma_\sigma(0)$ – вершинная часть с малой передачей импульса, описывающая ренормирование спиновой восприимчивости $\chi = \chi_e \gamma_\sigma(0)$; $1/T_{eL}$ – затравочная скорость релаксации спина. Кроме того, в (4) учтено ренормирование взаимодействий, которые могут быть источником спин-решеточной релаксации (это может быть сверхтонкое взаимодействие или спин-орбита); $1/T_{eL}$ умножается на $\langle \gamma_\sigma^2 \rangle$ – квадрат вершинной части $\gamma_\sigma(q)$, усредненной по переданному импульсу $q$ [3]. Наконец, появление $\gamma_\sigma(0)$ рядом с $T_{eL}$ связано с ренормированием $\omega$ и $\omega_0$.

Нас интересует, как соотносится $\Delta H_{1/2}$ и $\chi$. Ширина резонансной линии $\Delta H_{1/2} = \dfrac{\langle \gamma_\sigma^2 \rangle}{\gamma_\sigma(0)} \dfrac{1}{T_{eL}}$, и, следовательно, $\Delta H_{1/2}$ будет пропорционально $\chi$, если

$$\gamma_\sigma(0) \propto \langle \gamma_\sigma^2 \rangle^{1/2} \qquad (5)$$

Поскольку взаимодействия, вызывающие спин-решеточную релаксацию локальны, то (5) означает, что в некоторой конечной области импульсов $q$ зависимость $\gamma_\sigma(q)$ должна быть такой же, как и при $q \to 0$.

Переход металл–изолятор обсуждался в работе автора [9] (см. также [14]) на основе рассмотрения взаимодействия диффузионов в первом порядке по $\epsilon = d-2$. В этом подходе, стартуя с коротких расстояний, где вещество проявляет хорошие металлические свойства, последовательно включаются все более длинноволновые диффузионные моды. Вдали от перехода, когда затравочное значение кондактанса $G$, характеризующее степень беспорядка, больше некоторой величины $G_M$, при понижении температуры происходит конечное увеличение $\chi$. В этом режиме диффузионные поправки к $\gamma_\sigma(0)$ и $\langle \gamma_\sigma^2 \rangle^{1/2}$ в первом порядке по амплитуде $\Gamma_2$ равны [10]. Однако легко убедиться, что из всех диаграмм, определяющих рост $\gamma_\sigma(0)$ (см. рис.5 работы [7]), существенный вклад в $\langle \gamma_\sigma^2 \rangle^{1/2}$ дает только одна. Поэтому в высших порядках по $\Gamma_2$ равенство нарушается: $\gamma_\sigma(0)$ растет быстрее, чем $\langle \gamma_\sigma^2 \rangle^{1/2}$.

Ближе к переходу, когда $G_M > G > G_c$ ($G_c$ отвечает критической концентрации $n_c$), теория диффузионных мод перестает быть внутренне согласованной: при достижении некото-

---

[2] Пары и кластеры спинов позволяют хорошо описывать магнитные свойства Si : P , если $n < 0,7\, n_c$ [13].

[3] Это усреднение должно учитывать и зависимость $1/T_{eL}$ от $q$.

рого масштаба $\xi_G$, зависящего от $G$, $\chi$ расходится, а $D_s \to 0$ [9]. Мы полагаем, что при этом образуются локальные моды. Предполагается, что на больших масштабах, когда волновой вектор $q < \xi_G^{-1}$, коэффициент спиновой диффузии $D_s = 0$, благодаря чему в этой области импульсов $\gamma_\sigma(q) = \gamma_\sigma(0)$ и, следовательно, имеет место (5). Отметим, что в [1] рост $\chi(T)$ на образце с $n = 4{,}5 \cdot 10^{18}/\text{см}^3$ не сопровождался уширением линии резонанса. Это подтверждает наличие разных режимов и может означать, что этой концентрации отвечает значение $G$ близкое к $G_M$.

Известным примером, где выполняется соотношение $\chi(q = 0) \propto \chi(r = 0)$, является так называемый высоко коррелированный электронный газ [15], который реализуется именно в случае наполовину заполненной зоны проводимости. От состояния, близкого к ферромагнитной неустойчивости и описываемого парамагнонами [16], высоко коррелированный газ отличается тем, что у него усиление $\chi(q)$ происходит однородно в пространстве импульсов. На основании изложенного выше можно предположить, что теория перехода в некомпенсированных полупроводниках должна отличаться от существующей теории взаимодействующих диффузионных мод настолько же, насколько теория высоко коррелированного электронного газа отличается от теории парамагнонов. При этом взаимодействию диффузионов может принадлежать важная роль механизма, запускающего образование локальных мод.

Автор благодарит А.Г. Аронова и Д.Е. Хмельницкого за обсуждения работы.

### Литература


1. *Ikehata S., Kobayashi S.* Solid State Commun., 1985, **56**, 607.
2. *Paalanen M.A., Sachdev S., Bhatt R.N. Ruckenstein A.E.* Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 2061.
3. *Quirt J.P., Marko J.R.* Phys. Rev. Lett. 1971, **26**, 318 ;
   *Ue H., Maekawa S.* Phys. Rev., 1971, **B3**, 4232.
4. *Murayama C.T., Clark W.G., Sanny J.* Phys. Rev., 1984, **B29**, 6063.
5. *Toyozawa Y.* J.Phys.Soc. Japan, 1962, 17, 968.
6. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ 1977, 77, 2028.
   *Lee P.A., Ramakrishnan T.V.* Rev. Mod. Phys., 1985, 57, 287.
7. *Finkel stein A.M.* Z. Phys., 1984, **B56**, 189.
8. *Castellani C., Di Castro C., Lee P.A., Ma M., Sorella S., Tabet E.* Phys. Rev., 1984, **B30**, 1596 ; 1986, **B33**, 6169
9. *Финкельштейн А.М.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 63.
10. *Sachdev S.* Phys. Rev., 1986, **B34**, 6049; 1987, **B35**, 7558.
11. *Thomas G.A., Ootuka Y. Katsumoto S. Koboyashi S., Sasaki W.* Phys. Rev., 1982, **B25**, 4288.
12. *Barnes S.E.* Advances in Physics, 1981, **30**, 801.
13. *Bhatt R.N., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 344.
14. *Castellani C., Kotliar G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 323.
15. *Brinkman W.F., Rice T.M.* Phys. Rev., 1970, **B2**, 4302.
16. *Berk N.F., Schrieffer J.R.* Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 433;
    *Doniach S., Engelsberg S.* Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 750.


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

Поступила в редакцию
12 октября 1987 г.