

*Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 10, стр. 650 – 654 20 ноября 1974 г.*

## **КООПЕРАТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ ЧЕРЕЗ РЕАЛЬНЫЕ БОЗОНЫ**

*Э.Л.Насонов, А.П.Гришин*

На примере вырожденного ферромагнитного полупроводника показано, что взаимодействие между электронами через реальные бозоны приводит к осцилляциям экранированного потенциала нового типа и бесконечному росту радиуса экранирования с температурой, свидетельствующему о потере устойчивости однородного состояния системы.

Хорошо известно, что взаимодействие между электронами проводимости через виртуальные бозоны радикальным образом меняет свойства системы, приводя к появлению сверхпроводимости. Ниже будет показано, что существует специфический механизм взаимодействия между электронами через реальные бозоны, который хотя и не вызывает

сверхпроводимости, но может привести к аномалиям в реакции проводящих кристаллов на внешнее поле и неустойчивости их однородного состояния.

Рассмотрение производится применительно к вырожденным ферромагнитным полупроводникам, хотя, в принципе, такого типа эффекты возможны и в других системах. При разрушении ферромагнитного порядка энергия электронов проводимости сильно возрастает, поэтому электроны стремятся подавить магны и тем поддержать магнитный порядок. С этой точки зрения увеличение концентрации электронов в какой-то части кристалла при конечных температурах энергетически выгодно, так как позволяет увеличить там степень локального магнитного порядка. Таким образом, совместное подавление электронами магнов приводит к эффективному притяжению между электронами.

Статическая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon(q)$  вычисляется в приближении случайных фаз в рамках  $s-d$ -модели. Считается, что  $2S \gg 1$ ,  $W \gg AS > \mu \gg T_c$ , где  $S$  – спин магнитного атома,  $A > 0$  – интеграл  $S-d$ -обмена,  $W$  – ширина зоны проводимости,  $\mu$  – фермиевская энергия электронов,  $T_c$  – температура Кюри. В главном приближении по  $AS/W$  и  $1/2S$  гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид [1].

$$H = \sum_k E_k a_k^+ a_k + \sum_q \omega_q b_q^+ b_q + \sum_{kqp} C_{kqp} a_k^+ a_{k-p} b_q^+ b_{q+p} + \frac{2\pi l^2}{\mathcal{E}_0} \sum_p \frac{1}{p^2} a_k^+ a_{k-p} a_{k+p} a_{k-p} \quad (1)$$

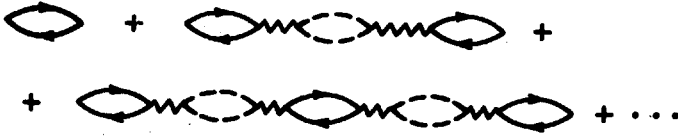
$$C_{kqp} = \frac{A}{4N} \left[ \frac{E_{k+q} - E_k}{AS + E_{k+q} - E_k} + \frac{E_{k+q} - E_{k-p}}{AS + E_{k+q} - E_{k-p}} \right]$$

Спиновый индекс в электронных операторах  $a_k^+$ ,  $a_k$  опущен, так как по условию  $AS > \mu$  спины всех электронов направлены вверх;  $b_q^+$ ,  $b_q$  – операторы "истинных" магнов, т. е. волн колебания полного момента системы, включая спины электронов проводимости,  $q_0^2 = 2mAS$ . Гамильтониан (1) получается из обычного гамильтониана  $s-d$ -модели каноническим преобразованием типа Фрелиха, устраняющим из него члены, линейные по операторам отклонений  $d$ -спинов (число "истинных" магнов должно сохраняться из-за сохранения проекции полного момента системы). При  $AS > \mu \gg T$  можно не учитывать взаимодействие между электронами через виртуальные магны, т. е. члены типа

$$\frac{A^2}{W} a_i^+ a_j^+ a_j a_i.$$

Вычисление поляризационного оператора  $\Pi(q, \Omega)$  производится методом температурных функций Грина [2]. На рисунке сплошными и пунктирными линиями изображены соответственно функции Грина свободного электрона и магнона, причем диагональные члены из гамильтони-

ана электрон-магннного взаимодействия в (1) предполагаются включенными в электронные и магннные энергии. Недиагональным его элементам соответствует волнистая линия.



Обычная поляризационная петля должна быть здесь модифицирована добавлением к ней графиков с электрон-магннным взаимодействием. Из них следует отобрать лишь резонансные — с максимальным числом сечений между вершинами, через которые энергия переносится только магннами (магннные петли). Соответствующий такому сечению энергетический знаменатель при  $\omega_n = 2mT = 0$  аномально мал — порядка  $\sim T_c/S$  (если через сечение проходят электронные линии, он порядка  $W$ ). Добавление магннной петли к поляризационной петле сопровождается появлением на графике еще одной фермионной петли, идентичной исходной. Таким образом, каждая поляризационная петля должна быть заменена суммой бесконечной последовательности электрон-магннных цепочек, изображенной на рисунке. С учетом малости  $\mu/AS$  при  $q \ll \kappa$  результат можно представить в виде

$$\epsilon(q) = \epsilon_0 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \Pi(q_1, 0); \quad \Pi(q_1, 0) = - \frac{1}{1 - \gamma_q} \sum \frac{n_p - n_{p-q}}{E_p - E_{p-q}} \quad (2)$$

$$\gamma_q = \gamma_0 \left[ 1 - \frac{q^2}{\kappa^2} \right]; \quad \frac{1}{\kappa^2} = \frac{1}{12k_F^2} + \frac{1}{q^2}; \quad k_F^2 = 2m\mu,$$

где  $n_p$  — фермиевская функция распределения,  $E_p = p^2/2m$ , в области  $\frac{T_c}{S} < T < T_c$ ,  $\gamma_0 = QT$ , где  $Q$  при  $T_c \gg AS\nu$  и  $T_c = AS\nu$  дается соответственно выражениями

$$Q \sim 0,7 \left( \frac{AS}{T_c} \right)^2 \frac{\nu}{\mu a q_0}; \quad Q = \frac{3}{2\nu\mu} \quad (3)$$

$\nu$  — число электронов проводимости на атом,  $a$  — постоянная решетки.

Как следует из (2), с ростом температуры радиус экранирования  $r(T)$  первоначально убывает:  $r(T) = \lambda^{-1} \sqrt{1 - \gamma_0}$ . После достижения  $T_L = \left[ 1 - \frac{2\lambda}{\kappa} \right] Q^{-1}$  экранированный потенциал становится осциллирующим:

$$\phi(r) = \frac{e}{\epsilon_0 r} \exp(-a_+ r) \left[ \cos a_- r + \frac{\kappa(1 - \gamma_0)}{\sqrt{2\gamma_0 a_+ a_-}} \sin a_- r \right] \quad (4)$$

$$\alpha_{\pm} = \sqrt{\frac{2\lambda\kappa \pm (1 - \gamma_0) \kappa^2}{4\gamma_0}}; \quad \lambda^2 = \frac{6\pi^2 n}{\epsilon_0 \mu}; \quad \lambda \ll k_F. \quad (4)$$

Согласно (4), радиус экранирования, пройдя при  $T_L$  через минимум, при дальнейшем росте  $T$  вновь возрастает и обращается в бесконечность при  $T_R = \left[1 + \frac{2\lambda}{\kappa}\right] Q^{-1}$ . Так же ведет себя и амплитуда осцилляций потенциала.

Убывание  $r(T)$  с температурой при  $T < T_L$  обусловлено притяжением между электронами через магныны, конкурирующим с кулоновским отталкиванием. При  $T > T_L$  роль притяжения настолько возрастает, что происходит перекомпенсация затравочного заряда зарядом экранирующих его электронов, собравшихся в его непосредственной окрестности. В результате этого на больших расстояниях экранируется уже этот избыточный заряд противоположного знака затравочному, т. е. экранирующий потенциал меняет знак. Таков механизм возникновения осцилляций экранирующего потенциала (4), которые, очевидно, не имеют ничего общего с осцилляциями Фриделя. При  $T = T_R$  притяжение через магныны делает однородное состояние системы неустойчивым относительно сколь угодно малых флуктуаций, т. е. при  $T \leq T_R$  должен произойти фазовый переход в какое-то неоднородное состояние.

Экспериментально в EuS при  $T \sim 5\text{K}$  наблюдались особенности сопротивления [3], которые можно объяснить потерей устойчивости однородного состояния. Оценка  $T_R$  при  $T_c = 20\text{K}$ ,  $AS \sim 0,5 \text{ эв}$ ,  $W \sim 5 \text{ эв}$ ,  $n \sim 10^{20} \text{ см}^3$  дает с учетом  $(2 - 4) \sim 10\text{K}$ .

Еще до достижения  $T_R$ , начиная с температуры  $Q^{-1}$ , наиболее длинноволновые компоненты  $\epsilon(q)$ , согласно (2), претерпев бесконечно большой скачок, меняют знак. Это, однако, не приводит к неустойчивости однородного состояния относительно малых флуктуаций в интервале  $[Q^{-1}, T_R]$ . Действительно, обобщением результатов [4] на конечные температуры, легко получить, что свободная энергия системы зависит от фурье-компонент флуктуаций электронной плотности  $n_q$  по закону

$$F = F_0 + \sum_q \frac{\epsilon(q)}{\Pi(q)} |n_q|^2 + O(|n_q|^4), \quad (5)$$

а величины  $\epsilon(q)$ ,  $\Pi(q)$ , согласно (2), особенностей в этом интервале не имеют. Физически это связано с тем, что электрическое поле вызывает перераспределение электронной плотности по кристаллу, а, следовательно, меняет и локальную намагниченность. Поэтому на электроны проводимости в кристалле действует не только само электрическое поле в среде, но еще и потенциал обменного взаимодействия с моментом, наведенным этим полем. Расчет показывает, что это эквивалентно замене  $\epsilon(q)$  на  $\epsilon(q)(1 - \gamma_q)$ , а последняя величина, согласно (2), ведет себя подобно величине  $\epsilon(q)/\Pi(q)$ , фигурирующей в (5).

Авторы благодарны И.М.Лифшицу и В.Л.Бонч-Бруевичу за обсуждение работы.

Поступила в редакцию  
13 сентября 1974 г.

### Литература

- [1] А.П.Григин, Э.Л.Нагаев. ТМФ, 18, 393, 1974.
  - [2] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. ГИФМЛ., 1962.
  - [3] Y. Shapira, T. Reed. Phys., Lett., 36A, 105, 1971.
  - [4] P. Hohenberg, W. Kohn. Phys. Rev., 136B, 864, 1964.
-