

МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ТВЕРДОГО И ЖИДКОГО He_3

С.В.Иорданский, А.В.Смирнов

Показано, путем использования феноменологической модели, что на границе раздела твердого и жидкого He_3 может происходить ферромагнитный переход, связанный с существованием слоя с плотностью, промежуточной между плотностями твердой и жидкой фаз.

Эксперименты, проведенные для жидкого He_3 в графойде [1] показали, что существует поверхностный вклад в магнитную восприимчивость, соответствующий ферромагнетизму. В работе [2] этот факт объяснялся путем описания He_3 вблизи поверхности графита, как твердого тела с небольшим количеством вакансий. Позже в [3] было показано, что вакансии в треугольной плоской решетке действительно приводят к ферромагнетизму. В [4] проводились расчеты для уравнения типа Бете – Солпитера для ферми-жидкости в потенциальной яме около твердой стенки. Такой подход также показал возможность ферромагнетизма.

В настоящей статье мы хотим до некоторой степени объяснить эти два подхода в феноменологической модели, так как параметры и доказательство самого факта существования поверхностного магне-

тизма чрезвычайно трудно получить из первых принципов. Феноменологическое рассмотрение проводилось в [5], однако, наша модель несколько отличается по своему физическому содержанию.

В жидком He_3 обмен является довольно сильным эффектом, приводя к энергии Ферми $\epsilon_F \sim 2,5K$. В твердом He_3 эффект обмена незначителен и дает температуру перехода $T_N \sim 1mK$.

Уменьшение роли обмена связано с ростом корреляционной энергии из-за твердых сердцевин He_3 , что можно проследить на модели Хаббарда с бесконечным отталкиванием [6].

Для малого заполнения зоны энергия основного состояния состоит из энергии идеального ферми-газа плюс поправка из-за конечной амплитуды рассеяния частиц друг от друга. С увеличением плотности роль второго члена возрастает и при некоторой критической для частиц становится более выгодным иметь одинаковый спин с однократным заполнением каждого зонного уровня, так как в этом случае из-за принципа Паули поправки на рассеяние отсутствуют. Для полностью заполненной зоны обмен (при бесконечном отталкивании) становится невозможным и имеется спиновое вырождение. В реальном твердом He_3 имеется слабый механизм обмена и в отсутствии вакансий [7], дающий антиферромагнитный переход.

В литературе дискутировался вопрос о нулевых вакансиях [8] в He_3 , тем не менее на сегодня нет свидетельств в пользу их существования.

Ситуация, однако, может измениться в неравновесном случае. Согласно теоретическим представлениям и экспериментальным данным [9] существуют обратимые колебания границы раздела жидкого и твердого He_3 (на кривой плавления), что интерпретируется как отсутствие изломов на поверхности твердого He_3 и существование переходного слоя с постепенным изменением плотности. В упрощенном подходе мы можем считать жидкость твердым телом с достаточным количеством вакансий, затем их число начинает падать и обращается в нуль в твердой фазе. При этом неравновесное число вакансий (с точки зрения объемных свойств) реализуется в промежуточном слое, где члены в свободной энергии, зависящие от градиента плотности, стабилизируют такую структуру.

Для реализации ферромагнитного перехода в промежуточном слое необходимо, чтобы обмен в направлении градиента плотности был меньше, чем обмен в перпендикулярной плоскости. Простые соображения говорят о том, что такое уменьшение должно происходить, так как в плоскости имеет место в среднем резонансная ситуация для туннелирования, в то время как в поперечном направлении она отсутствует. Для оценки предположим, что в слое 1 имеется ферромагнитная, а в слое 2 обычная ферми-жидкость. Если взаимодействие между слоями описывать обычным туннельным гамильтонианом, считая что дно ферми-заполнения сдвинуто в слое 2 на величину $\delta U > 0$ относительно слоя 1, то нетрудно получить энергию взаимодействия слоев, используя теорию возмущений

$$E_{int} \sim \frac{t^2}{\epsilon_F + \delta U} (n_0 - n),$$

где n_0 — n — плотность вакансий, t — вероятность перескока атома в некоторое ближайшее положение равновесия. Так как обмен в слое характеризуется той же константой t , то происходит уменьшение эффективности обмена в отношении $\kappa = t / (\epsilon_F + \delta U)$.

Существенно, однако, что для того, чтобы ферромагнитный переход возникал, нет необходимости в сильном уменьшении межслойного обмена. Для того, чтобы это показать, рассмотрим феноменологическую модель с термодинамическим потенциалом на единицу площади

$$\Omega = \int \left\{ \frac{1}{2} a \left(\frac{dn}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} \beta \left(\frac{dS}{dx} \right)^2 + \omega(n, S) \right\} dx,$$

где первые два члена характеризуют возрастание энергии из-за наличия градиента плотности n и спина S , ω — локальное значение плотности термодинамического потенциала $\omega = f - \mu n$, где f — плотность свободной энергии, μ — химический потенциал. Эта величина должна описывать магнитный фазовый переход в слое и соответствовать двум положениям термодинамического равновесия: ферми-жидкости и твердому телу без вакансий. Величина β связана с межслойным обменом и поэтому содержит фактор κ , по сравнению с обменными членами содержащимися в ω . Будем считать, как это принято в теории Ландау, что

$$\omega(n, S) = \omega_0(n) + \frac{1}{2} \chi^{-1}(n) S^2 + \gamma S^4.$$

Восприимчивость $\chi(n) < 0$ в промежуточном слое, определяемом интервалом плотностей $n_{c_2} > n > n_{c_1}$, где n_{c_1} соответствует ферромагнитному переходу из жидкой фазы, а n_{c_2} соответствует разрушению фер-

ромагнетизма из-за того, что при малой концентрации вакансий энтропия или прямой обмен становятся более сильными. Вне этого слоя, который мы будем считать имеющим толщину в ν атомных слоев размера a , восприимчивость положительна. Величина $\gamma > 0$, так как должно происходить насыщение по величине S .

Легко показать, что наличие выигрыша в величине Ω для $S \neq 0$ в промежуточном слое, эквивалентно наличию отрицательного собственного числа χ_0 у уравнения типа Шредингера

$$-\frac{d}{dx} \beta \frac{dS\chi_0}{dx} + \chi^{-1}(x) S\chi_0 = \chi_0 S\chi_0.$$

Остальные собственные числа вообще не играют существенной роли, так как отделены целью от χ_0 .

Если считать величины χ и β кусочно постоянными и принимающими значения $\chi_s < 0$, β_s в промежуточном слое толщины νa , то можно показать, что отрицательное собственное число заведомо появляется при выполнении неравенства $\pi < \nu a (\beta_s \chi_s)^{-1/2} \sim \nu \kappa^{-1/2}$, что не является жестким требованием на малость κ даже при $\nu = 1$.

С ростом температуры интервал, в котором восприимчивость отрицательна, уменьшается, так как требуются все большие концентрации вакансий, для того чтобы скомпенсировать проигрыш в энтропии из-за

спинового упорядочения. Это будет происходить, в первую очередь, со стороны твердой фазы, где концентрация вакансий наименьшая. Наличие прямого обмена в твердой фазе не должно привести к качественным изменениям. Конкуренция ферромагнитного вакансионного и антиферромагнитного прямого обмена вблизи точки с плотностью n_{c_2} уменьшает здесь эффективное магнитное взаимодействие, так что эта точка в любом случае должна сдвигаться в сторону жидкости с ростом температуры. При некоторой критической температуре собственное число $\chi_0(T)$ обращается в нуль, и, в рамках теории Ландау, мы имеем фазовый переход второго рода.

Таким образом, ферромагнитный фазовый переход, согласно нашей модели, является внутренним свойством границы раздела твердого и жидкого He_3 , безразлично, находимся ли мы на кривой плавления, или твердый гелий образовался в результате действия некоторой подложки.

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

Поступила в редакцию
17 июля 1980г.

Литература

- [1] A. I. Ahonen et al. Phys. Rev. Lett., **41**, 494, 1978.
 - [2] R. A. Guyer. Phys. Rev. Lett., **39**, 1091, 1977.
 - [3] С.В.Иорданский. Письма в ЖЭТФ, **29**, 361, 1979; С.В.Иорданский, А.В.Смирнов. ЖЭТФ, **79**, вып. 11, 1980.
 - [4] M. T. Beal-Monod, S. Doniach. J. Low. Temp. Phys., **28**, 175, 1977.
 - [5] P. Kumar. Preprint Low Temp. Lab. Helsinki University of Technology, 1979.
 - [6] Y. Nagaoka. Phys. Rev., **147**, 392, 1966.
 - [7] T. C. Prewitt, J. M. Goodkind. Phys. Rev. Lett., **39**, 1283, 1977.
 - [8] А.Ф.Андреев, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, **56**, 2058, 1969.
 - [9] А.Ф.Андреев, А.Я.Паршин. ЖЭТФ, **75**, 1511, 1978.
-