

Письма в ЖЭТФ, том 13, вып. 9, стр. 593 – 597 5 ноября 1973 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ МАГНИТНЫХ КОНДЕНСОНОВ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Л. С. Кукушкин.

Предложен механизм образования магнитных конденсаторов сильной связи и указаны системы, которые могут оказаться подходящими для реализации этого механизма.

Магнитные конденсаторы (МК) представляют собой самосогласованные состояния поляронного типа в гомеополярных кристаллах, возникающие за счет достаточно сильного внешнего магнитного поля, $10^5 \text{ Г} < H < 10^6 \text{ Г}$ [1]. Сравнительно простые количественные результаты для собствен-

ной энергии МК, его эффективной массы и других характеристик удается получить при условии, что безразмерный параметр задачи

$$\gamma = \frac{\rho_0}{r_z} = \frac{1}{8\pi\rho_0} \frac{m^* D^2}{\hbar^2 s^2} \ll 1 \quad (1)$$

$\rho_0 = \sqrt{c \hbar / eH}$ – характерная магнитная длина; D – константа деформационного потенциала; ρ – плотность, s – скорость звука; m^* – эффективная масса электрона. Для типичных полупроводников неравенство (1) хорошо выполняется вплоть до полей $10^6 + 10^7$ э, что позволяет электронную часть волновой функции МК разлагать по состояниям лишь нижней зоны Ландау. Ситуация, подобная конденсированной, является достаточно общей; так, например, в газообразном гелии при плотностях газа n_0 , меньших некоторой критической $(n_0)_{kp} \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, магнитным полем порядка $5 \cdot 10^5$ э можно вызвать появление так называемых "ионов большого радиуса" (и.б.р.), которые представляют собой область слабого разрежения газа с электроном, локализованным в этой области [2]. Для и.б.р. величина $r_z = (1/\pi n_0 a_0^2)(T/\mu H)$, где T – температура; a_0 – длина рассеяния электрона на атоме гелия. Неравенство (1) выполняется при $n_0 < 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $H < 5 \cdot 10^5$ э. Однако при $\gamma \ll 1$ собственная энергия оказывается существенно меньше μH , в результате чего вплоть до полей 10^6 э реализуется МК либо промежуточной связи, либо слабой.

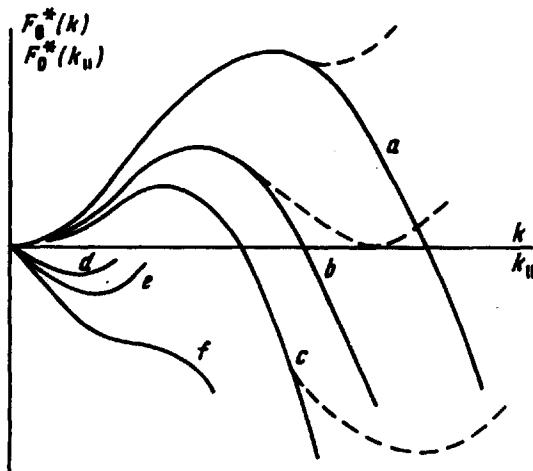


Рис. 1

Цель настоящей статьи – показать, что для систем, где в полях $10^5 + 10^6$ э величина γ становится порядка единицы, значения собственной энергии МК и и.б.р. в таких полях оказывается близкой к μH , а глубина электронного уровня в конденсированной яме $|E_0^*| >> \hbar s / \rho_0$ – энергии фононов, наиболее активно взаимодействующих с электроном, т. е. в этих системах, в принципе, возможны МК сильной связи. Рассмотрим электрон в классической неполярной упругой среде; собственная энергия системы после минимизации по компонентам тензора де-

Формаций представляет собой функционал относительно волновой функции электрона $\phi(r)$ [1].

$$F^*(\phi) = \int \left\{ \frac{|(p + \frac{e}{c} A)\phi|^2}{2m^*} - \frac{D^2}{2\rho s^2} |\phi|^4 \right\} dr - \mu H. \quad (2)$$

В отсутствие магнитного поля зависимость F^* от обратного радиуса локального состояния, k , имеет вид, изображенный на рис. 1 (кривые $a - c$ соответствуют различным значениям силы связи электрона со средой; $F^*(k)$ обращается в нуль при $k = k_0 = 15 \hbar^2 \rho s^2 / m^* D^2$). Для типичных полупроводников реализуется, как правило, случай a : у них либо k_0 оказывается порядка постоянной решетки и не годится макроскопическое описание, либо уже при $k < k_0$ становятся существенными ангармонизмы, которые не учтены в (2) и которые приводят к резкому росту свободной энергии системы (рис. 1, пунктирная линия). Этот результат был получен еще Дейгеном и Пекаром [3]. В случае с конденсатором для своего образования не требует магнитного поля, но этот случай вряд ли может наблюдаться в твердом теле. В газообразном гелии случай c соответствует плотности $n_0 > (n_0)_{kp}$, когда электрон образует обычный отрицательный ион [4].

Предметом дальнейшего рассмотрения являются системы, близкие к случаю b , в которых без поля еще не возникают устойчивые конденсаторы, но ситуация близка к пороговой. Такими системами, возможно, являются отвердевшие инертные газы, где значения ρs^2 гораздо меньше, чем для типичных полупроводников, а D , по-видимому, меньше, но ненамного. Измерения электронной подвижности не обнаружили в них состояний типа конденсаторов, но электрон-фононное взаимодействие оказалось значительным [5]. Для гелия случай b соответствует $n_0 = (n_0)_{kp}$.

В случае b магнитное поле играет роль толчка, который перебрасывает систему за порог и тем самым может обеспечить образование конденсаторных состояний сильной связи. Именно в этом случае магнитное поле порядка $10^5 + 10^6$ э приводит к $y = 0$.(1) и разложение $\phi(r)$ требует учета всех зон Ландау; исследование функционала (2) в такой ситуации возможно лишь с помощью прямого вариационного метода. В магнитном поле задача становится аксиально-симметричной, поэтому F^* определяется значениями двух обратных радиусов — продольного $k_{||}$ и поперечного k_{\perp} ; для определенности пробные функции выберем в виде $\phi(r) = (2/\pi)^{3/2} k_{||}^{1/2} \exp\{-k_{||}^2 r^2 - k_{\perp}^2 z^2\}$. МК соответствует отрицательному минимуму поверхности $F^*(k_{\perp}, k_{||})$, $F^*(k_{\perp}^0, k_{||}^0) = F^*(y)$. Если $y \ll 1$, то $k_{\perp}^0 = (2\rho_0)^{-1}$; зависимость $F^*(k_{\perp}^0, k_{||}^0)$ от $k_{||}^0$ изображена на рис. 1 (кривые d и e); характерные энергии МК при этом удовлетворяют теореме $1:2:3:4$ [6]. При $y > 0,3$ величина $F^*(y)$ растет с ростом y резче, чем в приближении нижайшей зоны Ландау, т. е. включение остальных зон приводит к "упрочнению" МК. Наконец, при подходе y к $y_{kp} = 3^{-1/4} \sqrt{\pi/6} = 0,55$ конденсаторный минимум на поверхности $F^*(k_{\perp}, k_{||})$ переходит в седловую точку; ситуация, отвечающая $y > y_{kp}$ несколько условно изображена на кривой f рис. 1. Вблизи y_{kp} теорема $1:2:3:4$ перестает выполняться даже приближенно, и значи-

тельно улучшаются условия для образования МК сильной связи: при $\gamma = \gamma_{kp}$ глубина электронного уровня $|E_0^*| = 5|F_0^*|$. Дальнейшее увеличение γ не приводит к появлению минимума на поверхности $F^*(k_\perp, k_\parallel)$. Такое поведение системы имеет ту же природу, что и безграничное убывание $F^*(k)$ для гармонической решетки в отсутствие магнитного поля ("критический" МК имеет почти сферическую форму: $(k_\perp^0)_{kp} = (2/3)^{3/2} k_0$; $(k_\parallel^0)_{kp} = (2/3)^2 k_0$), поэтому при $\gamma > \gamma_{kp}$ минимум, соответствующий МК, появляется у $F^*(k_\perp, k_\parallel)$ лишь при учете ангармонизмов (количественные расчеты могут потребовать также некоторой модификации приближения деформационного потенциала). Поскольку $(k_\perp^0)_{kp}$ и $(k_\parallel^0)_{kp}$ примерно вдвое меньше k_0 , то при $\gamma = \gamma_{kp}$ в случаях, близких к b , ангармонизмы еще невелики, что позволяет системе резко увеличить собственную энергию МК с ростом $\gamma > \gamma_{kp}$. Поведение $F_0^*(\gamma)$ для $\gamma > \gamma_{kp}$ можно описать количественно для газообразного гелия с $n = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, используя для $F^*\{\phi\}$ выражение, приведенное в [2].

$$F^*\{\phi\} = \int \left\{ \frac{|\langle p + \frac{e}{c} A \rangle \phi|^2}{2m} + n_0 T \left(1 - \exp \left[- \frac{2\pi\hbar^2 a_0}{mT} |\phi|^2 \right] \right) \right\} d\tau - \frac{2\pi\hbar^2 a_0 n_0}{m} - \mu H. \quad (3)$$

При $\gamma \ll 1$ экспоненту в (3) можно разложить до членов, включающих $|\phi|^4$, в результате чего получается выражение вида (2). Зависимость $F_0^*(\gamma)/\mu H$ от γ изображена на рис. 2 сплошной линией, а пунктиром — в приближении нижайшей зоны Ландау. Значение γ_{kp} достигается при $n = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $H = 2,5 \cdot 10^5 \text{ э}$. Для $H = 10^6 \text{ э}$, когда $\gamma = 1$, $|F_0^*| \approx 0,5 \cdot 10^{-2} \text{ э}$, а $|E_0^*| \approx 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ э}$; при этом характер локального образования напоминает скорее обычный ион, чем и.б.р. Рис. 2 должен достаточно хорошо описывать поведение МК в системах, соответствующих случаю b , если такие системы удастся найти.

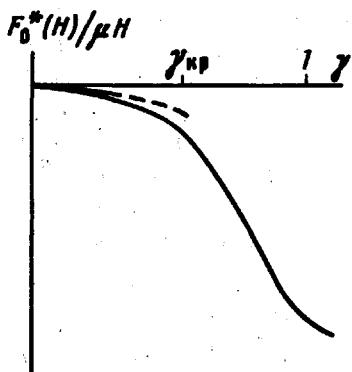


Рис. 2

Автор искренне благодарен Э.И.Рашба за важные замечания и обсуждение результатов работы.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 октября 1973 г.

Литература

- [1] Л.С.Кукушкин. Письма в ЖЭТФ, 7, 251, 1968; ЖЭТФ, 57, 1224, 1969;
ФТТ, 15, 859, 1973.
 - [2] Л.С.Кукушкин, В.Б.Шикин. ЖЭТФ, 63, 1830, 1972.
 - [3] М.Ф.Дейген, С.И.Пекар. ЖЭТФ, 21, 803, 1951.
 - [4] I. L. Levin, T. M. Sanders. Phys. Rev., 154, 138, 1967.
 - [5] L. S. Miller, S. Howe, W. E. Spear. Phys. Rev., 166, 871, 1968.
 - [6] С.И.Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов. Гос-
техиздат, 1951г.
-