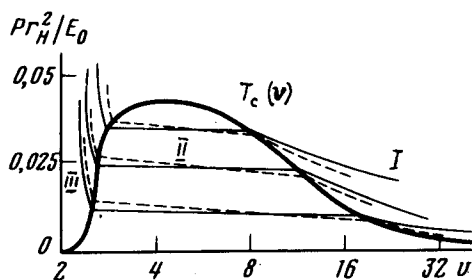


## ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА КВАЗИНУЛЬМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЫ

И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик

Рассматриваются фазовые переходы с образованием экситонного конденсата в двумерных электронно-дырочных системах в сильных поперечных магнитных полях. Построена фазовая диаграмма системы для плотностей, при которых заполняется только нижний уровень Ландау, когда движение частиц "нульмерно".

1. В работе предсказываются фазовые переходы с образованием экситонного конденсата в квазидвумерных электронно-дырочных ( $e-h$ ) системах (квантованных пленках, слоистых полупроводниках и т. п.) в сильных поперечных магнитных полях  $H$ . Свойства найденной экситонной фазы качественно отличаются от свойств исследованных в трехмерных  $e-h$  системах в сильных  $H$  экситонных фаз [1 — 3]. При  $r_H = (c/eH)^{1/2} \ll a_0$  ( $a_0 = \min(a_e, a_h)$ ),  $a_{e,h}$  — эффективные боровские радиусы  $e$  и  $h$ ,  $\hbar = 1$ ) и плотности  $n \leq 1/2\pi r_H^2$  — когда все частицы находятся на нижнем уровне Ландау, и их движение эффективно нульмерно — рассчитана фазовая диаграмма системы. Она состоит из областей I и III — разреженной и плотной  $e-h$  плазмы — и экситонной фазы в области II (см. рисунок). Переходы I — II и II — III — переходы второго рода.



В нулевом порядке по  $r_H/a_0$  термодинамические характеристики экситонной фазы совпадают с характеристиками капельного состояния  $e-h$  жидкость —  $e-h$  газ [4], вычисленными с учетом правила Максвелла. Поэтому переход разреженного  $e-h$  газа (I) к плотной  $e-h$  жидкости (III) можно трактовать как переход первого рода или же как два последовательных перехода второго рода. Ситуация аналогична конденсации идеального бозе-газа, которую можно рассматривать и как фазовый переход второго рода [5], и как переход первого рода [6]. Физический смысл этой аналогии в том, что мультипольные моменты "нульмерных" экситонов равны нулю (см. ниже), и взаимодействие между ними возникает лишь с учетом поправок  $\sim r_H/a_0$ . Микроскопически эти фазы, тем не менее, различны, а учет поправок делает различными и термодинамические свойства.

2. В задаче об одном двумерном экситоне в магнитном поле при  $r_H \ll \ll a_0$  кулоновское взаимодействие можно рассматривать как возмущение (существенно, что в отличие от трехмерного случая здесь спектр невозмущенных частиц полностью дискретен). Кулоновское взаимодействие (в системе центра масс) диагонально по угловому квантовому числу т. е. не снимает вырождения по  $m$ . Поэтому, энергия связи экситона определяется в первом порядке по взаимодействию и равна  $E_0 = (\pi/2)^{1/2} e^2/\epsilon r_H$  (в трехмерном анизотропном случае энергия связи экситона также  $\sim \sqrt{H}$  [7]) и совпадает с энергией связи квазинулевой  $e-h$  жидкости [4]. Возбужденные состояния экситона отсутствуют на нижнем уровне Ландау, а связаны лишь с переходами на следующие уровни. Волновые функции основного состояния частиц не зависят в нулевом по  $r_H/a_0$  приближении от их масс. Поэтому мультипольные моменты экситона равны нулю, и взаимодействие между экситонами возникает лишь в следующих по  $r_H/a_0$  порядках. Отметим, что при  $T \neq 0$  в пределе низкой плотности некогерентные экситоны разваливаются (аналог закона Саха).

3. Переход в экситонную фазу описывается аналогом уравнений Горькова, так как нелестничные диаграммы малы как  $(r_H/a_0)^n$ . Обычным образом из этих уравнений получаем уравнение для параметра порядка  $\Delta_0$ , связанного со спариванием на нижнем уровне:

$$\Delta_0 = \frac{E_0}{2} \sum_{n=0}^{\infty} I_n^2 \frac{\Delta_0}{(\xi_n^2 + I_n^2 \Delta_0^2)^{1/2}} \operatorname{th} \frac{(\xi_n^2 + I_n^2 \Delta_0^2)^{1/2}}{2T}. \quad (1)$$

Здесь  $\xi_n = n\omega_H + \epsilon_n - \mu$ ,  $\omega_H$  — циклотронная частота,  $\epsilon_n = 2E_0 I_n v^{-1}$  найденные перенормировки уровней Ландау,  $v = I/\pi n r_H^2$  — удельный двумерный объем в единицах  $r_H^2$ ,  $\mu$  — химический потенциал,  $I_0 = 1$ ,  $I_n = (2n-1)!!/(2n)!!$ . Члены с  $n \geq 1$  в (1) дают малый по  $r_H/a_0$  вклад. Из (1) получаем зависимость температуры перехода  $T_c$  от  $v$ :

$$T_c = E_0 (1 - 4/v)/2 \ln(v/2 - 1), \quad (2)$$

которая имеет максимум  $T_{max} = E_0/4$  при  $v = 4$ . При заданной температуре  $T < E_0/4$  в системе происходят два перехода второго рода: при  $v = v_1(T)$  из разреженной  $e-h$  плазмы (область I на рисунке) в экситонную фазу (область II), при  $v = v_2(T)$  из экситонной фазы в плотную  $e-h$  плазму (область III) ( $v_{1,2}(T)$  — критические объемы, определяемые из (2),  $1/v_1 + 1/v_2 = 1/2$ ). При  $T = 0$  в пределе нулевой плотности состояние системы (как и в трехмерном случае [8]) — экситонный конденсат, так как  $v_1(0) = \infty$ . Свободная энергия системы при  $T < T_c$  (т. е. в области II)

$$F(v, T) = (v/v_1(T))F_{eh}(v_1, T) - E_0(1 - v/v_1(T)), \quad (3)$$

<sup>1</sup>) Аналогичные результаты для критической температуры экситонного спаривания в системе пространственно разделенных  $e$  и  $h$  независимо получены в работе [9]. Мы благодарим авторов за присылку препринта.

где  $F_{eh}$  — свободная энергия  $e-h$  плазмы (см. [4]). В этой области  $(\partial P/\partial v)_T = 0$  ( $P$  — давление). Изотермы экситонной фазы  $P_T(v)$ , изображенные тонкими линиями на рисунке, в точности совпадают с изотермами  $e-h$  плазмы, спрямленными по правилу Максвелла в области жидкость — газ (совпадающей с областью II). Область II можно, следовательно, рассматривать либо как область, где часть  $e$  и  $h$  выпали в экситонный конденсат между точками переходов второго рода, либо как область сосуществования жидкость — газ на прямой  $v_1(T) - v_2(T)$  перехода первого рода. Совпадение изотерм связано с отсутствием (с точностью  $r_H/a_0$ ) взаимодействия между экситонами, так что  $e-h$  жидкость можно рассматривать как результат "слипания" экситонов.

4. Несмотря на совпадение термодинамических характеристик, однофазное экситонное состояние и двухфазное капельное, разумеется, микроскопически отличаются, что отражается, например, на спектрах элементарных возбуждений. Учет поправок по  $r_H/a_0$  снимает и термодинамическую эквивалентность этих состояний. Так, с учетом поправок в экситонной фазе  $(\partial P/\partial v)_T < 0$  (изотермы экситонной фазы с учетом поправок изображены на рисунке пунктиром). При низкой плотности ( $v \sim v_1(T)$ ) энергетически выгодна экситонная фаза, в то время как при  $v \sim v_2(T)$  выгодно двухфазное капельное состояние. Разница энергий при этом всего  $\lesssim 0,1(r_H/a_0)E_0$ , так что не исключено, что неучтенные здесь эффекты (примеси, поверхность и т. п.) могут, почти не меняя каждое состояние, более существенно их раздвинуть.

Отметим в заключение, что экситонное состояние можно отличить от капельного по спектрам циклотронного резонанса. В капельном состоянии возникают две линии (при  $m_e = m_h$ ) соответствующие жидкости и газу, сдвинутые от  $\omega_H$  на величину  $E_0 v_{1,2}^{-1}$ , в однородном экситонном состоянии — одна линия, сдвинутая на величину  $\sim E_0$ .

Институт спектроскопии  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
24 марта 1978 г.

### Литература

- [1] А.А.Абрикосов. J. Low. Temp., 2, 37, 1972.
- [2] С.А.Бразовский. ЖЭТФ, 62, 820, 1972.
- [3] В.С.Бабиченко, Т.А.Онищенко. Письма в ЖЭТФ, 26, 75, 1977.
- [4] И.В.Лернер, Ю.Е.Лозовик. Sol. St. Comm., 23, 453, 1977; ЖЭТФ, 74, 274, 1978.
- [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, М., изд. Наука, 1976.
- [6] Керзон Хуанг. Статистическая механика, М., изд. Мир, 1966.
- [7] С.Д.Бенеславский, А.И.Буздин. Тезисы II Всесоюзной конференции по фазовым переходам металл — диэлектрик. Львов, 1977, стр. 231.
- [8] Л.В.Келдыш, А.Козлов. ЖЭТФ, 54, 978, 1968.
- [9] Y. Kuramoto, S. Horie. Solid State. Comm., (в печати).