

## КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон

Предсказывается кристаллизация двумерного электронного газа в сильных магнитных полях  $H$  в области плотностей, где Вигнеровский кристалл при  $H = 0$  невозможен. Построена фазовая диаграмма этой системы. Обсуждается "холодное" (при  $T = 0$ ) плавление электронного кристалла при изменении его расстояния до металлической подложки. Обсуждаются условия наблюдения указанных эффектов.

Вопрос о кристаллизации разреженного электронного газа, поставленный Вигнером [1] около тридцати лет назад (см. также [2–4]), в последнее время вновь привлек к себе внимание в связи с возможностью образования вигнеровского кристалла над поверхностью жидкого гелия [5–7] и в инверсионных слоях полупроводников [8]. В настоящем сообщении предсказывается кристаллизация двумерной системы электронов в сильных магнитных полях  $H$  в области значительных поверхностных концентраций электронов  $n_s$ , при которых вигнеровский кристалл (в отсутствие магнитного поля) невозможен. Обсуждается также фазовая диаграмма этой системы в переменных  $r_0$ ,  $r_H$  (где  $r_0 = (\pi n_s)^{-1/2}$ ,  $r_H = (\hbar c / eH)^{1/2}$ ) при  $T = 0$ . Локализирующая роль сильного магнитного поля заключается в резком уменьшении амплитуды нулевых колебаний электронов в узлах решетки, что обеспечивает ее устойчивость<sup>1)</sup>. Возможной системой для обнаружения кристаллизации электронов наряду с электронами над гелием и инверсионным слоем в полупроводниках может оказаться также заряженная ультраквантовая пленка чистого полупроводника, являющаяся одной из пластин конденсатора<sup>2)</sup>. Этим объектам соответствует следующая схема: область  $z < 0$  — металл, области  $0 < z < D$  и  $z > D + d$  — диэлектрики с диэлектрическими постоянными  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ . Рас-

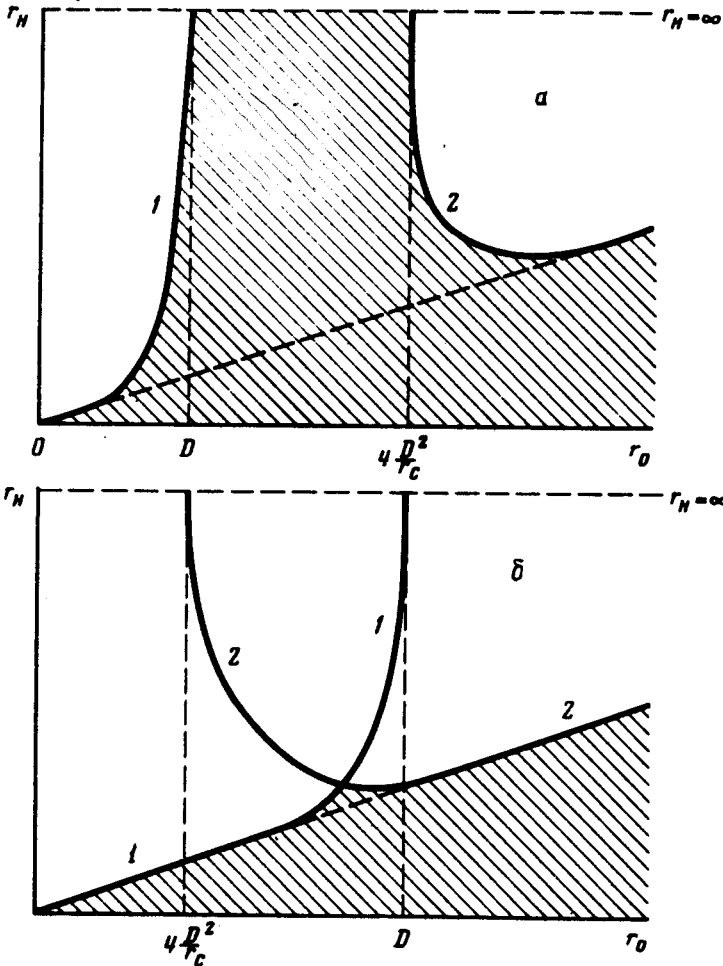
1) В сильных магнитных полях уменьшается и всегда становится отрицательной разность между энергиями кристаллической решетки и состояния с однородной плотностью электронов (энергия последнего была вычислена нами в приближении Хартри — Фока в квантующем магнитном поле); таким образом кристаллическое состояние в сильных магнитных полях становится энергетически более выгодным.

2) Если пленка заряжена положительно, то речь идет о кристаллизации не избыточных электронов, а дырок. Поверхностная концентрация избыточных носителей заряда в пленке есть  $n_s = \epsilon E / (4 \pi d e)$  и ее максимальное значение определяется электрическим полем пробоя конденсатора  $E = E_{кр}$ .

матриваемой двумерной электронной системе отвечает ультраквантовый ( $r_0 \gg d$ ) заряженный слой толщины  $d$  ( $d \ll D$ ) между диэлектриками. Усредненный по волновым функциям поперечного движения потенциал взаимодействия между электронами в слое (для упрощения вы-

кладок полагаем  $\epsilon_1 \approx \epsilon_2 \approx \epsilon$ ) имеет вид  $V(\rho) = \tilde{e}^2 \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + 4D^2}} \right)$ , где

$\tilde{e}^2 = e^2/\epsilon$ . Характерная (эйнштейновская) частота колебаний решетки  $\omega_0$  при  $H = 0$  определяется коэффициентом во втором члене разложения энергии решетки по смещению одного электрона и закрепленных в узлах решетки остальных электронах. Находим таким образом для квадратной решетки:  $\omega_0 \approx 0,84\sqrt{\tilde{e}^2/m^*r_0^3}$  при  $r_0 \ll 2D$  и  $\omega_0 \approx 2,0\sqrt{\tilde{e}^2D^2/m^*r_0^5}$  при  $r_0 \gg 2D$ , где  $m^*$  — эффективная масса электрона в слое. В магнитном поле характерная частота  $\omega$  колебаний электрона в узле решетки возрастает:  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2}$ , где  $\omega_H = eH/m^*c = \hbar^2/m^*r_H^2$ .



Фазовые диаграммы: *a* — при  $D > \frac{1}{2}r_c$ ; *b* — при  $D < \frac{1}{2}r_c$ . Заштрихованная область соответствует кристаллическому состоянию. Кривая 1:  $r_H = \gamma r_0 [r_c / (r_c - r_0)]^{1/4}$ ; кривая 2:  $r_H = \gamma r_0 [r_0 / (r_0 - 4D^2/r_c)]^{1/4}$ .

Амплитуда нулевых колебаний  $u_0 = (\hbar / m^* \omega)^{1/2}$  падает с ростом  $H$ . (Локализирующее действие магнитного поля отмечалось — см., например, обзор [3]). Согласно критерию Линдемана, кристалл устойчив при  $u_0 \lesssim \gamma r_0$ , где  $\gamma$  — эмпирическая величина, для большинства твердых тел равная  $0,2 + 0,25$ . Подставляя в это неравенство определенные выше величины, находим область значений  $r_0$ ,  $r_H$ , при которых существует электронный кристалл. Полученные результаты представлены в виде фазовых диаграмм на рис. а, б для случаев  $D > (1/2)r_c$  и  $D < (1/2)r_c$ , соответственно;  $r_c = a^* / \gamma^4$  — наименьшее значение  $r_0$ , для которого при  $H = 0$  и  $D = \infty$  еще существует вигнеровский кристалл ( $a^* = \hbar^2 \epsilon / m^* e^2$ ). При  $H = 0$  электронный кристалл отсутствует не только при больших плотностях, но и при малых, именно, при  $r_0 > 4D^2 / r_c$ . Это связано с тем, что взаимодействие электронов на больших расстояниях значительно ослаблено силами изображения, уменьшение же взаимодействия увеличивает амплитуду нулевых колебаний  $u_0 \sim r_0^{5/4}$ , так что  $u_0 / r_0$  растет вместе с  $r_0$  (а не падает, как в классическом вигнеровском кристалле с кулоновским законом взаимодействия электронов). Таким образом, при уменьшении расстояния  $D$  до металлической подложки происходит "холодное" ( $T = 0$ ) плавление электронного кристалла. Если  $D < (1/2)r_c$ , кристаллизация при  $H = 0$  невозможна ни для каких плотностей электронного газа. Для системы пленка He-металл  $(1/2)r_c \sim 300 \text{ \AA}$ . Для инверсионного слоя полупроводника  $(1/2)r_c \sim 10^5 \text{ \AA}$ . (Отметим, что в типичных экспериментах с инверсионными слоями расстояние  $D$  — величина того же порядка). Магнитное поле, кристаллизующее электронный газ большой ( $r_0 \ll r_c$ ) и малой ( $r_0 \gg 2D$ ) плотностей, для которых обычный вигнеровский кристалл при  $H = 0$  отсутствует, определяется из неравенства  $r_H \lesssim \gamma r_0$ ; т. е.  $H \gtrsim H_c = 10^{10} / r_0^2$  (вс);  $r_0$  — в ангстремах. Для  $r_0 \sim 10^3 \text{ \AA}$  ( $n_s \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), при котором вигнеровский кристалл в инверсионном слое или заряженной пленке полупроводника невозможен ( $r_c \sim 10^5 \text{ \AA}$ !), необходимое для кристаллизации поле есть  $H_c \approx 10^5$  вс.

Институт спектроскопии  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
21 мая 1975 г.

### Литература

- [1] E.P. Wigner. Phys. Rev., 46, 1002, 1934; Trans. Faraday Soc., 34, 678, 1938.
- [2] Д.Пайнс. Элементарные возбуждения в твердых телах. М., изд. Мир, 1965.
- [3] С.М.Саре, N.H. March. Adv. in Phys., 24, 101, 1975.
- [4] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 39, 1797, 1960; 41, 569, 1961.
- [5] M.W. Cole, M.H. Cohen. Phys. Rev. Lett., 23, 1238, 1969; В.Б.Шикин. ЖЭТФ, 58, 1748, 1970.
- [6] R.S. Grandall. Phys. Lett., A46, 385, 1974.
- [7] Л.П.Горьков, Д.М.Черникова. Письма в ЖЭТФ, 18, 119, 1973.
- [8] А.В.Чаплик. ЖЭТФ, 62, 746, 1972.