

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫХ СИСТЕМ ДЕФОРМАЦИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. А. Кочелап, В. Н. Соколов

Показано, что в электрон-фононных системах в квантующем магнитном поле возникает неустойчивость при $T \leq T_m$, $T_m \sim b^4$, b — константа электрон-фононного взаимодействия. При меньших температурах $T \sim \exp(-\text{const}/b^2)$ неустойчивость переходит в пайерлсовскую. Новые состояния — периодические в пространстве распределения заряда и деформации характеризуются при $T \sim T_m$ макроскопическим периодом.

1. В электрон-фононных системах с деформационным взаимодействием предсказывалась [1 - 5] перенормировка скорости звука до нулевых значений, что должно означать потерю устойчивости кристалла и фазовый переход (ФП) в новое состояние. В настоящей работе исследованы особенности таких ФП в квантующем магнитном поле \mathbf{H} и показано, что в полупроводниках с ослабленным кулоновским взаимодействием реализуются неоднородные состояния с периодическими распределениями электронной и кристаллической плотности. Свободная энергия произвольно деформированного полупроводника складывается из энергии упругой деформации среды, энергии носителей в поле неоднородной деформации и в приближении самосогласованного поля имеет вид:

$$F = \frac{\lambda}{2} \int d\mathbf{r} (\text{div } \mathbf{u})^2 + \text{Sp} \left\{ \mu \vec{\rho} - T \ln (1 + e^{(\mu - \vec{\mathcal{K}})/T}) - \frac{\Phi}{2} (\vec{\rho} - \vec{\rho}_0) \right\}, \quad (1)$$

λ — модуль упругости, \mathbf{u} — смещение среды, μ — химический потенциал, $\vec{\rho}(\vec{\mathcal{K}}, \mu)$ — одночастичная матрица плотности, $\vec{\rho}$ отвечает однородному состоянию с концентрацией электронов n_0 . $\vec{\mathcal{K}} = \mathcal{W} + h(\mathbf{r})$, где \mathcal{W} — кинетическая энергия, $h = b \text{div } \mathbf{u} + \Phi$, b — константа деформационного потенциала, Φ — удовлетворяет уравнению Пуассона, T — температура.

2. Квазиклассический предел (1) для однородной системы $F(n_0, \text{div } \mathbf{u})$ позволяет выяснить области неустойчивости и физический характер возникающих новых состояний. Если исключить из (1) равновесное значение $\text{div } \mathbf{u} = -b/\lambda n_0$, то получается зависимость плотности свободной энергии $F(n_0)$ существенно различная для разных T (рис. 1). Условие термодинамической устойчивости однородных состояний $F''_{n_0} > 0$ нарушается при $A \equiv \frac{b^2}{\lambda d\mu/dn_0} \geq 1$. Осциллирующая зависимость $d\mu(T, n_0) dn_0$

приводит к тому, что последнее выполняется в серии областей [4],

границы, которых определяются параметрически

$$\sqrt{\epsilon} = \phi'(Z, \theta), \quad \epsilon \equiv T(\lambda/Gb^2)^2; \quad (2a)$$

$$\kappa = \sqrt{\epsilon} \phi(Z, \theta) \quad \kappa \equiv n_0 \lambda/G^2 b^2; \quad (2b)$$

$G = \sqrt{2m/\hbar^2}/2\pi^2 r_H^2$, $r_H^2 = \hbar/m\omega$, $\theta = \hbar\omega/T$, $Z = \mu/T$, ω — циклотронная частота, m — эффективная масса, $\phi = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_{-1/2}(Z - n\theta)$, Φ_s — ферми-

евский интеграл. Первая область (квантовый предел) примыкает к точке $T = 0$, $n_0 = 0$ (рис. 2), остальные — подобны ей, характерные концентрации в них отвечают значениям $\mu(n_0)$ кратным $\hbar\omega$. Каждая область имеет свою точку максимума $T = T_m \propto b^4$, зависящую степенным образом от константы взаимодействия. Отметим, что в магнитном поле неустойчивость возможна при любых n_0 , если температура достаточно низка (при $H = 0$ возникают высокие пороговые значения n_0 даже при $T \rightarrow 0$). При $T < T_m$ имеется интервал значений n_0 абсолютной неустойчивости однородного состояния. Без учета кулоновского отталкивания минимуму F отвечают гетерогенные состояния с расслоением на фазы пониженной $n_1 < n_0$ и повышенной $n_2 > n_0$ концентрации. Учет электростатического взаимодействия приведет к перемешиванию фаз различной плотности. Неограниченное дробление фаз невыгодно, так как сопровождается, например, ростом кинетической энергии электронов. В результате должна возникнуть неоднородная структура — периодическое в пространстве распределение электронной плотности и согласованной с ним деформации, период которой определяется конкуренцией электростатической энергии и энергии, связанной с неоднородностью. Последняя определяется изменением свободной энергии электронов в неоднородном поле $h(r)$ с учетом квантовых свойств по сравнению с ее квазиклассическим значением.

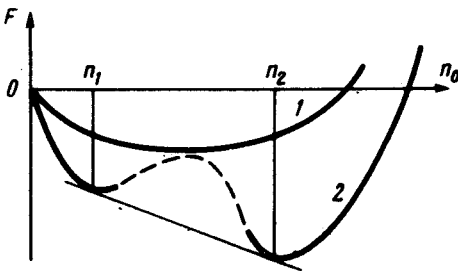


Рис. 1. Качественные зависимости $F(n_0)$. Кривые 1, 2 отвечают $T_2 < T_m < T_1$

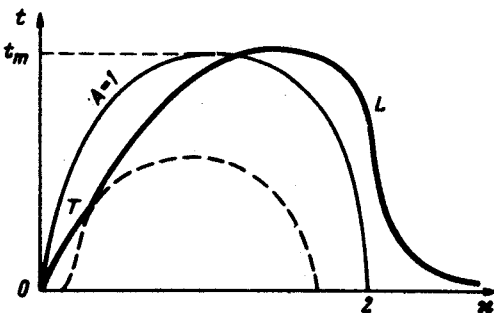


Рис. 2

3. Предполагая в (1) h малым, вычислим изменение удельной свободной энергии системы при переходе в неоднородное состояние:

$$\Delta F = \frac{b^2}{2\lambda} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1 + \nu\Pi}{\nu^2} |h_{\mathbf{q}}|^2 + \dots, \quad \nu = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0 q^2} - \frac{b^2}{\lambda}, \quad (3)$$

$\Pi(Z, \mathbf{q})$ — "статический" поляризационный оператор [6], $h_{\mathbf{q}}$ — Фурье-компонента $h(\mathbf{r})$, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость. Из (3) следует условие абсолютной неустойчивости $1 + \nu\Pi \leq 0$, его можно представить в виде:

$$A(\nu, Z) \geq 1/l^2 q^2 + \Pi_0 \Pi^{-1} \equiv \tau(q_{\perp}, q_{\parallel}, t, Z), \quad l^2 \equiv \epsilon_0 / 4\pi e^2 \Pi_0. \quad (4)$$

где q_{\perp} , q_{\parallel} — поперечная и продольная относительно H компоненты \mathbf{q} . $\Pi_0 = \Pi(\mathbf{q} = 0)$ (4) обобщает квазиклассический критерий $A \geq 1$, учитывает кулоновское взаимодействие и дисперсию F на квантовых длинах: магнитной $\sim r_H$ и де-бройлевской $\sim k_F^{-1}$. Граница неустойчивости $\kappa = \kappa(t)$ определяется такими $q = q_0$, для которых τ минимально: $\tau'_{q_{\perp}}(q_{\perp 0}, q_{\parallel 10}) = 0$, $\tau'_{q_{\parallel}}(q_{\perp 0}, q_{\parallel 10}) = 0$. Исследование этих уравнений совместно с (4) и (2б) показывает, что кривая $\kappa(t)$ имеет участки, на которых развивается либо продольная неустойчивость с $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$ (L — неустойчивость), либо поперечная — с $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$ (T — неустойчивость).

Характер L -неустойчивости существенным образом определяется эволюцией известной особенности [6–7] одномерного поляризационного оператора $\Pi(q_{\parallel})$ при изменении t и κ . Проследим за поведением L -границы и изменением $q_{\parallel 0}$ вдоль нее. При $T \ll \mu$ в узком интервале вблизи $2k_F$ получается $\Pi/\Pi_0 \approx \ln(\mu/T) \gg 1$. Тогда из (4) следует, что неустойчивость возникает для волновых векторов $q_{\parallel 0} \approx 2k_F$ при температуре

$$T \lesssim 4\gamma_C \mu \exp[-1/A(1 - q_*^2/4k_F^2)], \quad q_*^2 \equiv 1/Al^2, \quad (5)$$

q_* не зависит от κ , $\ln \gamma_C$ — постоянная Эйлера. Видно, что кулоновское взаимодействие "закрывает" неустойчивость для концентраций, при которых $2k_F \lesssim q_*$. При больших концентрациях L -граница определяется зависимостью $T = \gamma_C \mu e^{-1/A}$, что характерно для перехода типа Пайерлса [7]. Из (5) следует возрастание температуры ФП с ростом A . Наибольшие температуры $T \sim \mu$ достигаются в области $A \sim 1$, если в ней выполняется неравенство $k_F l \gg 1$. Тогда L -граница близка к квазиклассической кривой $A(\kappa, t) = 1$, а максимальная температура $T \approx T_m \sim b^4$. При этом особенность в Π сглаживается и для определения $q_{\parallel 0}$ из (4) существенно кулоновское слагаемое. В результате для $\kappa \approx \kappa_m \equiv \kappa(t_m)$ получается $q_{\parallel 0} \approx \sqrt[3]{k_F^2 l^{-1}}$, а на левом крыле L -границы ($\kappa < \kappa_m$) — $q_{\parallel 0} \approx \sqrt{k_F l^{-1}}$.

При низких концентрациях (в области $A \geq 1$), где L -неустойчивость затрудняется кулоновским отталкиванием, переход в неоднородное состояние определяется T -неустойчивостью. Ее граница всегда подобна кривой $A = 1$, а для $r_H^{-1} l \gg 1$ близка к ней, при этом $q_{\perp 0} \approx \sqrt{r_H^{-1} l^{-1}}$.

Таким образом, левое крыло фазовой диаграммы имеет T -характер, а правое L -характер (рис. 2).

4. Возникающие неоднородные состояния могут быть описаны свободной энергией вида (1) т. е. в той же модели, которая предсказывает неустойчивость исходной фазы. Рассмотрим для примера периодическую L -структуру $h(x) = \sum_{n \neq 0} h_n q e^{inqx}$ в актуальной окрестности тем-

ператур $T \approx T_m$. Уравнения для $h_n q$ получаются при вариации (3) с учетом членов более высокого порядка по h . Из них амплитуды высших гармоник исключаются через основную ($|h_n q| \sim |h_q|^n$) и определяется связь между h_q и периодом q^{-1} , что позволяет сравнивать относительную выгодность структур разных периодов:

$$A - A_0 - (q - q_0)^2 / q_x^2 = \beta \Pi_0^{-1} |h_q|^2, \quad \Delta F \approx -\beta |h_q|^4, \quad A - A_0 \ll A_0 \equiv \tau(q_0), \quad (6.)$$

где $q_x / q_0 \sim (k_F l)^{2/3} \gg 1$, $\beta \approx |d^2 \Pi_0 / d\mu^2| \sim \Pi_0 / T_m^2$. На границе неустойчивости ($A = A_0$) имеется единственное решение (6), отвечающее $h_{q_0} = 0$, $q = q_0$. При $A > A_0$ возникает набор конечных величин h_q для интервала $|q - q_0| \sim q_x \sqrt{A - A_0}$. Наибольшая амплитуда и соответственно наибольшее понижение F согласно (6) достигается для решения с $q = q_0$. Таким образом, в окрестности T_m должны реализовываться слабые неоднородные состояния с пространственным периодом $q^{-1} \sim \sqrt[3]{k_F^{-2} l}$ и амплитудой $h \sim T_m \sqrt{A - A_0}$. Эти состояния возникают путем ФП второго рода.

Приведем порядковую оценку критических значений T_m и $n(T_m)$.

$$T_m \approx (\hbar \omega)^2 / E_a \xi, \quad n a_0^3 \approx (\hbar \omega)^2 / E_a^2 \xi, \quad \xi = 9\pi^4 (m_0 a^2 / m a_0^2)^3,$$

где m_0 — масса свободного электрона, a_0 — постоянная решетки, a — боровский радиус, E_a — энергия порядка атомной (принято $b \sim E_a$, $\lambda \sim E_a / a_0^3$). Условие идеальности электронного газа $e^2 n^{1/3} / \epsilon_0 \ll T$ при-

водит к неравенству для магнитного поля $H \gg H_0 = \left(\frac{a}{a_0 \epsilon_0} \right)^{3/4} \frac{m c}{e \hbar} \sqrt{\xi E_a}$.

Например, для $m = m_0$, $\epsilon_0 = 400$, $E_a \approx 10$ эв, $a_0 / a = 10$ получаем $H_0 = 5 \cdot 10^4$ э. Полагая $H = 3 \cdot 10^5$ э находим $T_m = 17$ К, $n = 10^{18}$ см⁻³.

Авторы благодарны С.И.Пекару, Э.И.Рашба, З.С.Грибникову и В.Н.Писковому за обсуждение работы и ценные замечания.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Литература

Поступила в редакцию
23 июня 1976 г.

После переработки
21 ноября 1976 г.

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 34, 1438, 1958.

[2] В.В.Толмачев. Теория ферми-газа. М., изд. МГУ, 1973, стр.215.

[3] С.И.Пекар, В.И.Пипа, В.Н.Писковой. Письма в ЖЭТФ, 12, 338, 1970.

[4] В.А.Кочелап, В.Н.Соколов. ЖЭТФ, 65, 823, 1973.

[5] Д.А.Андреев, И.П.Ипатова, А.В.Субашиев. ЖЭТФ, 70, 1412, 1976.

[6] А.Я.Бланк, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 50, 1013, 1966.

[7] Л.Н.Булаевский. УФН, 115, 263, 1975.