Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 5, стр. 275 – 278 *5 марта 1980 г.*

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КВАЗИОДНОМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЦЕПОЧКИ И СТРУКТУРНЫЙ ПЕРЕХОД "СТРУНА – ЗИГЗАГ"

А.В.Чаплик

Линейная цепочка электронов, удерживаемая полем заряженной нити на поверхности жидкого гелия, оказывается неустойчивой относительно поперечных смещений, если плотность системы выше некоторой критической величины. Показано, что в этом случае минимум энергии реализуется при зигзагообразном расположении частиц. Оценки показывают, что такой структурный переход может быть обнаружен современной экспериментальной техникой.

Последние успехи в экспериментах с двумерными электронами на поверхности жидкого гелия [1, 2] показывают, что можно работать с системой, в которой полное число электронов весьма мало ($\sim 10^6$). Это позволяет поставить вопрос об исследовании одномерных структур при вполне разумных размерах гелиевой кюветы $\sim 1 \div 10$ см.

В настоящей статье исследуется колебательный спектр квазиодномерной цепочки электронов. Показано, что при определенном соотношении между параметрами системы расположение электронов "в линию" становится неустойчивым относительно поперечных колебаний цепочки. Это приводит к структурному переходу "струна – зигзаг".

Предположим, что в обычной системе, реализующей двумерный электронный газ, под поверхностью гелия на глубине H расположена нить, на которую подан положительный потенциал. Радиус нити $r_0 << H$, плотность положительного заряда нити обозначим κ. Другим примером является МДП структура с узким полевым электродом; в этом случае – толщина диэлектрика [4]. Направление нити пусть будет осью "y", направление перпендикулярно нити в плоскости поверхности — ось x. Заряженная нить создает на поверхности He потенциальный "желоб" для электронов $v(x) = 2e\kappa \ln \sqrt{H^2 + x^2}/H$. Учитывая кулоновское отталкивание частиц, получим выражение для полной потенциальной энергии системы U, справедливое при малых отклонениях x_i, y_i от положений равновесия в линейной цепочке:

$$U = \frac{e^2}{2a^3} \sum_{i \neq j} \frac{(y_i - y_j)^2}{|i-j|^3} - \frac{e^2}{4a^3} \sum_{i \neq j} \frac{(x_i - x_j)^2}{|i-j|^3} + \frac{e\kappa}{H^2} \sum_i x_i^2 . \quad (1)$$

Здесь a — период одномерной цепочки, определяемый линейной плотностью электронов. Разумеется, при конечных температурах дальний порядок в одномерной системе невозможен. Однако, как показывают оценки (см. ниже) в цепочке могут быть довольно длинные квазикристаллические участки при температурах в несколько сотых градуса Кельвина. Решение колебательной задачи с потенциалом (1) дает следующий спектр частот (q — волновой вектор "фононов"): продольная ветвь (колебания вдоль цепочки)

$$\omega_{\parallel}^2 = \frac{4e^2}{ma^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos qan}{n^3} ; \quad (2а)$$

поперечная ветвь (колебания перпендикулярно цепочке)

$$\omega_{\perp}^2 = \frac{2e\kappa}{mH^2} - \frac{2e^2}{ma^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos qan}{n^3} . \quad (2б)$$

Продольная ветвь при $qa \ll 1$ (приближение сплошной среды) соответствует одномерным плазменным волнам $\omega_{\parallel}^2 \approx (2e^2 q^2/ma) \ln(1/qa)$ [3]. Поперечная ветвь описывается законом дисперсии типа оптических фононов: ее частота уменьшается при изменении q от 0 до π/a. Если выполнено неравенство

$$\frac{\kappa}{H^2} < \frac{7}{4} \zeta(3) \frac{e}{a^3} , \quad (3)$$

($\zeta(x)$ — функция Римана), то $\omega_{\perp}^2 < 0$ при $q = \pi/a$. Таким образом, система становится неустойчивой по отношению к поперечным смещениям: отталкивание "остальных" электронов преодолевает притяжение каждого из них к нити.

Покажем теперь, что зигзагообразная структура (см. рисунок) обеспечивает минимум энергии при некотором значении h — высоты звена ломаной, если выполнен критерий (3), т.е. линейное расположение неустойчиво. Вычислим разность потенциальных энергий (в расчете на один электрон) зигзагообразной и линейной структуры. Именно эта разность конечна, тогда как энергия каждой структуры логарифмически расходится с ростом длины цепочки. Имеем

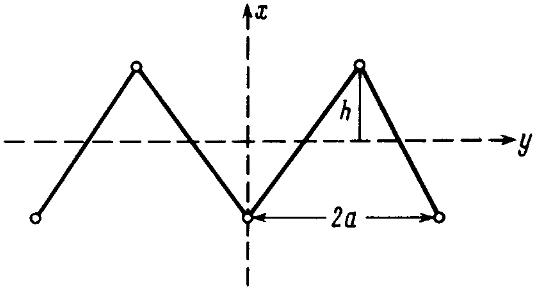
$$\frac{\Delta U}{N} = e\kappa \ln\left(1 + \frac{h^2}{H^2}\right) + \frac{2e^2}{a}\sum_{n=1}^{\infty} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\sqrt{4h^2/a^2 + (2n-1)^2}} - \frac{1}{2n-1}\right]. \qquad (4)$$

Анализ (4) показывает, что при выполнении (3) $\Delta U \sim (-h^2) < 0$ для $h \ll a$, а при $h \gg a$

$$\frac{\Delta U}{N} \approx e\kappa \ln(1 + h^2/H^2) - \frac{e^2}{a} \ln h/a. \qquad (5)$$

Имея три независимых параметра: κ, a и H, всегда можно добиться положительности ΔU при больших h (также и при выполнении условия электронейтральности $\kappa = e/a$). Таким образом, существует h_0, дающее минимум энергии зигзагообразной структуре. Разумеется, при достаточно малых h минимума не будет, т.е. наступает абсолютная неустойчивость системы.



При радиусе нити $r_0 \sim 10^{-4}$ см легко получить плотность заряда на ней $\sim 10^7 e \cdot$ см$^{-1}$. Если расстояние до поверхности $H \sim 10^{-3}$ см, то критическая плотность электронов, при которой происходит структурный переход $a_0^{-1} \sim 2 \cdot 10^4$ см$^{-1}$. Система из 10 параллельных нитей длиной по 5 см каждая дает полное число электронов $\sim 10^6$, что, как уже было сказано, достаточно для обнаружения эффекта. Метод регистрации, очевидно, может быть таким же, как в [1], так как положение риплонных резонансов существенно зависит от симметрии структуры. Другая возможность состоит в наблюдении продавливания поверхности гелия: при плавном уменьшении κ ширина полоски, занятой электронами должна начать увеличиваться при $\kappa < \kappa_c$ (скачком, если $\partial^4 U/\partial h^4 \sim 93\zeta(5) eH^4 - 4\kappa a^5 < 0$).

Вследствие линейной расходимости при $T > 0$ среднеквадратичного смещения $\langle u^2 \rangle$ для бесконечной цепочки упорядоченными могут быть лишь ограниченные ее участки. Размер такого участка порядка $4\pi^2 a \times (mv^2/T) \sim (8\pi^2 e^2/T) \ln 4\pi e^2/a$, где v – скорость плазменной волны. Именно продольная ветвь разрушает дальний порядок, тогда как щель в спектре поперечной ветви обеспечивает конечность ее вклада в $\langle u^2 \rangle$. При $a \sim 2 \cdot 10^{-4}$ см получаем длину "кристаллического" участка $L_{max} \sim 5 \cdot 10^3\, a/T$, т.е. для $T \sim 0{,}05$ К $L_{max} \sim 10^5 a = 20$ см.

В заключение благодарю В.Л.Покровского за полезные советы, Ю.В. Монарха и А.С.Рыбалко – за обсуждение работы.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
17 января 1980 г.

Литература

[1] C.C.Grimes, G.Adams. Phys. Rev. Lett., **42**, 795, 1979.

[2] А.С.Рыбалко, Б.Н.Есельсон, Ю.З.Ковдря. ФНТ, **5**, 947, 1970.

[3] М.В.Крашенинников, А.В.Чаплик. ФТТ, **21**, 2502, 1979.

[4] В.А.Петров. Письма в ЖТФ, **4**, 710, 1978.