

О СПЕКТРЕ ЭЛЕКТРОН-РИППЛОННОЙ СИСТЕМЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, НОРМАЛЬНОГО ЭТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Д.С.Фишер, В.Б.Жикин

Показано, что магнитное поле, нормальное поверхности жидкого гелия, существенно влияет на положение резонансов Граймса, Адамса в электрон-рипплонной системе, возникающих при наличии вигнеровской кристаллизации в этой системе.

В работе Граймса и Адамса [1] наблюдалось появление в определенной области температур $T < T_c$ резонансного возбуждения электрон-рипплонной системы на поверхности жидкого гелия в переменном электрическом поле E_{\parallel} , параллельном поверхности гелия. Величина температуры T_c , измеренная в [1], связана со средней плотностью n_s электронов над поверхностью гелия соотношением $\pi^{1/2} e^2 n_s^{1/2} / T_c = 137 \pm 15$. Указанные эксперименты, интерпретация которых предложена в работе Фишера, Халперна и Платцмана [2], свидетельствуют о наличии в двумерной электронной системе над гелием фазового перехода, именуемого в литературе вигнеровской кристаллизацией. Связь между n_s и T_c , следующая из экспериментов [1], имеет прозрачный физический смысл (конкуренция между кулоновским взаимодействием, стимулирующим вигнеровскую кристаллизацию в электронной системе, и температурой) и подтверждена соответствующими теоретическими расчетами [3, 4]. Таким образом, вигнеровский электронный кристалл превратился в реальный объект, существующий, во всяком случае, на заряженной поверхности гелия.

Целью данной статьи является изучение резонансов Граймса, Адамса в присутствии магнитного поля, нормального поверхности гелия. Для простоты ниже рассмотрен однородный предельный случай, когда длинноволновые колебания плотности электронов вдоль поверхности гелия отсутствуют.

Искомый закон дисперсии электрон-рипплонной системы в однородных условиях, при наличии магнитного поля, нормального поверхности гелия, и в пренебрежении диссипацией выглядит следующим образом:

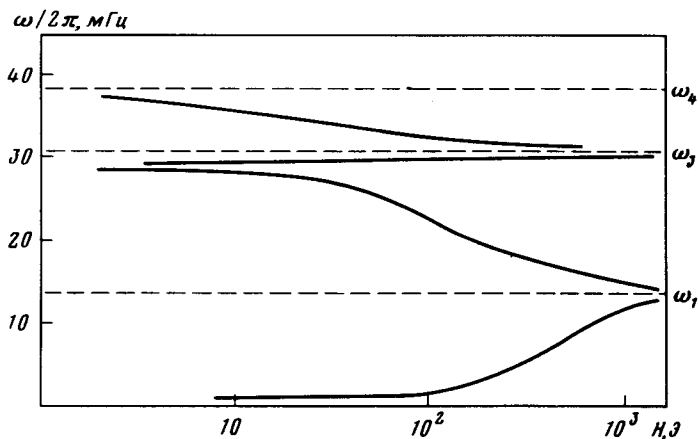
$$\omega^2 \pm \omega \omega_H - \frac{e^2 E_{\perp}^2}{2am} \sum_{\mathbf{G}} \frac{n_{\mathbf{G}} \omega^2}{\omega^2 - \omega_{\mathbf{G}}^2} = 0, \quad (1)$$

$$\omega_{\mathbf{G}}^2 = \frac{\alpha}{\rho} |\mathbf{G}|^3, \quad n_{\mathbf{G},l} = s^{-1} \exp\left(-\frac{1}{4} \mathbf{G}^2 \langle u^2 \rangle\right), \quad \omega_H = \frac{eH}{mc}$$

$$\mathbf{G}_l^2 = l \mathbf{G}_1^2, \quad \mathbf{G}_1^2 = 8\pi n_s / 3^{1/2}, \quad l = 1, 3, 4, 7, 9 \dots$$

$$(\eta^2 / \langle u^2 \rangle) \ll 1, \quad \mathbf{G}\eta \ll 1. \quad (1a)$$

Здесь ω — частота колебаний; E_L — напряженность прижимающего электрического поля, ρ , α — объемная плотность и коэффициент поверхностного натяжения жидкого гелия, \mathbf{G} — вектора обратной решетки электронного вигнеровского кристалла, $n_{\mathbf{G}}$ — фурье компоненты электронной плотности этого кристалла по векторам \mathbf{G} ; s — площадь элементарной ячейки кристалла, $\tilde{\eta}$ — амплитуда колебаний электронных пятен около положений равновесия, H — напряженность внешнего магнитного поля, m — масса свободного электрона, $\langle u^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение электрона. Неравенства (1а) являются необходимыми условиями для линеаризации исходной системы уравнений движения и получения закона дисперсии (1). Второе из этих неравенств может нарушаться в области больших \mathbf{G} . Однако, в этой области величины $n_{\mathbf{G}}$ экспоненциально малы, и соответствующие резонансы трудно наблюдаемы.



Магнитное поле H кроме явного влияния на закон дисперсии (1) через циклотронную частоту ω_H дополнительно входит в определение (1) благодаря зависимости от H величины $\langle u^2 \rangle$ (флуктуационное среднеквадратичное смещение электрона из положения равновесия монотонно уменьшается с ростом магнитного поля H [5]).

В предельном случае $H \rightarrow 0$ закон дисперсии (1) переходит в соответствующее уравнение для определения собственных частот из [2]. При этом собственные частоты, особенно первые из них в порядке возрастания \mathbf{G} , заметно сдвинуты относительно ω_C . Так, минимальная собственная частота ω_{min} при $H \rightarrow 0$ вообще обращается в нуль (см. рисунок).

В обратном предельном случае $\omega_H \gg \omega_C$ (для первой собственной частоты это неравенство выглядит несколько более сложно: $\omega_H \gg \gg e^2 E_L^2 n_{\mathbf{G}_1} / \alpha m \gg \omega_{\mathbf{G}_1}$) корни уравнения (1) стремятся к ω_C

$$\omega \approx \omega_C \pm \Delta\omega, \quad \Delta\omega = \frac{3e^2 E_L^2 n_{\mathbf{G}}}{2\alpha m \omega_H}, \quad \Delta\omega \ll \omega_C. \quad (2)$$

Таким образом, магнитное поле эффективно влияет на положение электрон-риплонных резонансов Граймса — Адамса. Это обстоятельство может оказаться полезным при дальнейшем экспериментальном изучении электрон-риплонных резонансов.

Характерную напряженность магнитного поля, необходимую для выполнения неравенств $\omega_H \gg \omega_G$, нетрудно оценить, имея информацию о величинах ω_G . Так для условий, обсуждавшихся в [2], т. е. для электронов на поверхности He^4 и при средней плотности $n_s \approx 4,55 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, частота ω_G имеет масштаб $\omega_G = 8,5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$. Следовательно, магнитное поле $H \approx 10^3 \text{ Э}$, для которого $\omega_H \approx 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, является в данной задаче достаточно сильным.

Схематическая зависимость первых резонансов Граймса — Адамса от магнитного поля в условиях $n_s = 4,55 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $E_{\perp} \approx 415 \text{ В/см}$ представлена на рисунке. Частоты ω_l на этом рисунке имеют смысл ω_{G_l} .

Статья написана в ходе работы второй Советско-Американской Рабочей Группы по теории конденсированного состояния вещества. Севан, 1979 г.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 декабря 1979 г.

После переработки
10 января 1980 г.

Литература

- [1] C.C.Grimes, G.Adams. Phys. Rev. Lett., **42**, 795, 1979.
 - [2] D.Fisher, B.Halperin, P.Platzman. Phys. Rev. Lett., **42**, 798, 1979.
 - [3] R.Morf. Phys. Rev. Lett., **43**, 931, 1979.
 - [4] R.Gann, S.Chakravarty, G.Chester. Phys. Rev., **B20**, 326, 1979.
 - [5] H.Fukuyama. Solid State Comm., **19**, 1946, 1976.
-