Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 2, стр. 70 – 73 *20 июля 1976 г.*

ЭЛЕКТРОННАЯ ЖИДКОСТЬ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко

Показано, что энергия электронно-дырочной плазмы в сверхсильных магнитных полях как функция плотности имеет минимум в области сильного сжатия. Равновесная плотность $n_0 \sim \left(\frac{eH}{\hbar c} a_0^2\right)^{8/7} \frac{1}{a_0^3}$, а энергия на частицу $\frac{E}{n_0} \sim - n_0^{1/4} \frac{e^2}{a_0^{1/4}}$ где H – напряженность поля, a_0 – эффективный боровский радиус.

В работе рассчитана энергия электронно-дырочной плазмы высокой плотности в пределе сильных магнитных полей.

Ниже используются кулоновские единицы $e = \hbar = m_0 = 1$ и единица напряженности магнитного поля $e^3/\hbar^3 m_0^2 c$.

Мы предполагаем, что магнитная длина $\lambda = H^{-1/2} << 1$ и концентрация частиц удовлетворяет условию $1/\lambda^2 << n << 1/\lambda^3$. Тогда в силу правой половины неравенства все электроны и дырки находятся на низшем уровне Ландау, и переходами между разными уровнями Ландау можно пренебречь, а левая половина написанного неравенства есть условие сжатости системы, поскольку эффективный объем атома (экситона) $\sim\lambda^2$ [1]. Поэтому в рассматриваемом диапазоне плотностей система представляет собой вырожденную ферми-жидкость с импульсом Ферми $p_0 = 2\pi^2 n\lambda^2 >> 1$. Анализ ряда теории возмущений показывает, что как и в любой сжатой системе с кулоновским взаимодействием главный (по параметру p_0^{-1}) вклад в корреляционную энергию в рассматриваемой ситуации дают так называемые диаграммы приближения хаотических фаз (RPA) с передаваемыми импульсами $|\mathbf{k}| << n^{1/3}$. Однако, как будет показано, специфичным для рассматриваемой задачи является наличие области концентраций в которой основной вклад в энергию вносят $|\mathbf{k}| \sim n^{1/4} >> p_0$, что качественно изменяет зависимость корреляционной энергии от плотности и приводит к появлению минимума энергии.

Ниже для простоты, будет проведен расчет энергии основного состояния электронного газа в магнитном поле $\mathbf{H} \,||\, OZ$, а конечные результаты будут выписаны для электронно-дырочной плазмы с изотропными массами электронов и дырок Корреляционная энергия системы

$$E_{corr} = \frac{i}{2}\int_0^1 \frac{da}{a}\int \frac{d^3k\,d\omega}{(2\pi)^4}\left[\frac{\frac{4\pi a}{k^2}\Pi(a,\omega,\mathbf{k})}{1-\frac{4\pi a}{k^2}\Pi(a,\omega,\mathbf{k})} - \frac{4\pi a}{k^2}\Pi_0(\omega,\mathbf{k})\right]$$

выражается через точный поляризационный оператор $\Pi(a,\omega,\mathbf{k})$ и его первое приближение $\Pi_0(\omega,\mathbf{k})$ по константе связи a. Вклад других диаграмм, отличных от RPA, мал по параметру $1/n\lambda^2$, и при передаваемых импульсах порядка $n^{1/4}$ $\Pi(a,\omega,\mathbf{k})$ сводится к $\Pi_0(\omega,\mathbf{k})$. E_{corr} выражается известной формулой:

$$E_{corr} = \frac{1}{2}\int\frac{d^3k\,d\omega}{(2\pi)^4}\left\{\ln\left[1-\frac{4\pi}{k^2}\Pi_0(i\omega,\mathbf{k})\right] + \frac{4\pi}{k^2}\Pi_0(i\omega,\mathbf{k})\right\},$$

$$\Pi_0(i\omega,\mathbf{k}) = -\frac{1}{4\pi^2\lambda^2}\exp\left(-\frac{k_\perp^2\lambda^2}{2}\right)\frac{1}{k_z}\ln\left[\frac{\omega^2+\left(\frac{1}{2}k_z^2+k_zp_0\right)^2}{\omega^2+\left(\frac{1}{2}k_z^2-k_zp_0\right)^2}\right]$$

Произведя интегрирование по поперечному импульсу с точностью до $1/n\lambda^2$ и выражая ω через новую независимую переменную v

$$v = \frac{1}{\pi\lambda^2k_z^3}\ln\frac{\omega^2+\left(\frac{1}{2}k_z^2+k_zp_0\right)^2}{\omega^2+\left(\frac{1}{2}k_z^2-k_zp_0\right)^2}$$

получим $E_{corr} = -\dfrac{4p_c^5}{\pi^3\gamma} f(\gamma)$, где $\gamma = 1/8\,\pi\lambda^2 p_0^3$

$$f(\gamma) = \int_0^\infty dv\,[(1+v)\ln(1+v) - v] \int_0^{u(v/\gamma)} dx\,x^7 \exp\left(-\frac{1}{\gamma} vx^3\right) \times$$

$$\times\,[1 - \exp(-\frac{1}{\gamma} vx^3)]^{-3/2}\,[(1+x)^2 \exp(-\frac{1}{\gamma} vx^3) - (1-x)^2]^{-1/2}$$

$u(v/\gamma)$ есть решение уравнения $v/\gamma = (2/u^3)\ln\left|\dfrac{1+u}{1-u}\right|$. При $\gamma >> 1$ вычисления дают:

$$\frac{E_{corr}}{n} = -\frac{2^5\pi^{3/4}}{5[\Gamma(1/4)]^2} n^{1/4} \approx -1{,}1 \cdot n^{1/4} .$$

При этом основной вклад набирается в области передаваемых импульсов порядка $n^{1/4}$, а вклад импульсов меньших p_0 имеет порядок $max\{n^4\lambda^{10};\ n\lambda^2\}\ln\gamma$. При $\gamma << 1$ основной вклад в E_{corr} происходит за счет импульсов, меньших p_0 и $\dfrac{E_{corr}}{n} = -\dfrac{1}{64\pi^6 n^2\lambda^6}\ln\dfrac{1}{\gamma}$, что совпадает с точностью до множителя $(\ln 2\pi^3 n\lambda^2)(\ln 8\pi^7 n^3\lambda^8)^{-1}$ с результатом работы [2].

Обменная энергия имеет порядок $-n\lambda^2\ln\dfrac{1}{n\lambda^3}$ и в рассматриваемом интервале плотностей несущественна. Энергия основного состояния

$$\frac{E}{n} = \frac{2}{3}\pi^4 n^2\lambda^4 - \frac{2^5\pi^{3/4}}{5\left[\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)\right]^2} n^{1/4}$$

имеет минимум $(E/n)_{min} \approx -0{,}42 H^{2/7}$ при $n_0 \approx 0{,}030 H^{8/7}$. Для электронно-дырочной плазмы с $m_e = m_h = m$ при $\gamma >> 1$

$$\frac{E_{corr}}{n} = -\frac{2^5\pi^{3/4}}{5\left[\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)\right]^2} 2^{5/4}\frac{m^{1/4}}{\epsilon^{5/4}} n^{1/4} \approx -2{,}7\frac{m^{1/4}}{\epsilon^{5/4}} n^{1/4} \quad ;$$

$$\left(\frac{E}{n}\right)_{min} \approx -1{,}0 H^{2/7} m^{3/7} \epsilon^{-10/7}$$

при $n = n_e = n_h \approx 0{,}034 m^{5/7} H^{8/7} \epsilon^{-5/7}$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды. Если m_e и m_h существенно различны, то E_{corr} определяется, в основном, большей массой, в отличие от энергии связи экситона.

Как и в отсутствие магнитного поля [3], в спектре имеется щель за счет логарифмически расходящихся диаграмм вблизи поверхности Ферми [4, 5]. Однако величина щели незначительна в связи с высокой плотностью плазмы. Если m_e и m_h настолько различны, что предположения настоящей работы выполняются лишь для легких частиц, а масса тяжелых частиц много больше $n^{1/3}$, то тяжелые частицы образуют вигнеровский кристалл.

В заключение отметим, что результат имеет общий характер в связи с универсальностью асимптотики поляризационного оператора при больших передаваемых импульсах.

Диаграммы *RPA* с передаваемым импульсом порядка $n^{1/4}$ дают вклад в E_{corr} порядка $n^{1/4}$ на частицу в любой системе высокой плотности с характерными импульсами частиц много меньшими $n^{1/4}$ независимо от размерности системы, причем при наличии связанных состояний характерным импульсом является обратный размер экситона.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 июня 1976 г.

Литература

[1] R.J.Elliott, R.Loudon J.Phys. Chem., Solids, 15, 196, 1960.

[2] N.J.Horing, R.W.Danz, M.L.Glasser. Phys. Rev., A6, 2391, 1972.

[3] Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев. ФТТ, 6, 2791, 1964.

[4] A.A.Abrikosov. J.Low Temp. Phys. 2, 37, 1970.

[5] С.А.Бразовский. ЖЭТФ, 62, 820, 1972.