Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 4, стр. 210 – 214 20 августа 1976 г.

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУМЕТАЛЛАХ

Е.А.Андрюшин, В.С.Бабиченко, Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко, А.П.Силин

Показано, что в полупроводниках и полуметаллах с сильно анизотропным электронным спектром электронно-дырочная жидкость имеет минимум энергии при плотностях, соответствующих сильному сжатию. Энергия связи жидкости при этом значительно превышает энергию связи экситона.

В предыдущей работе [1] было показано, что в достаточно сильных магнитных полях $H >> 1$ энергия электронно-дырочной жидкости, как функция плотности электронно-дырочных пар n, имеет минимум при $n \sim H^{8/7} >> 1$. Мы используем здесь "кулоновскую" систему единиц $e^2/\epsilon = \hbar = m = 1$ и измеряя H в единицах $e^3 m^2 c/\epsilon^2\hbar^2$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость кристалла (без учета вклада свободных электронов и дырок), m – одна из эффективных масс, выбор которой будет конкретизирован ниже в каждом отдельном случае.

Таким образом электронно-дырочная плазма оказывается сильно сжатой совместным действием магнитного поля и кулоновского взаимодействия. Ниже будет показано, что такая тенденция к "самосжатию" электронно-дырочной жидкости, т. е. наличию у нее минимума энергии при $n >> 1$, характерна и без магнитного поля для целого ряда модельных систем, общей чертой которых является сильная анизотропия электронного спектра. С более формальной точки зрения критерием отбора таких систем является существование для них области концентрации n, в которой выполняются неравенства

$$1 << p_F << n^{1/4}, \qquad (1)$$

где p_F – фермиевский импульс. В известной формуле для корреляционной энергии на пару частиц

$$E_{corr} = \frac{1}{2n} \int_0^1 \frac{d\lambda}{\lambda} \int \frac{d^3k d\omega}{(2\pi)^4} \left[\frac{4\pi\chi(\mathbf{k}, i\omega; \lambda)}{1 + 4\pi\chi(\mathbf{k}, i\omega; \lambda)} - 4\pi\chi^{(0)}(\mathbf{k}, i\omega; \lambda) \right], \qquad (2)$$

где $\chi(\mathbf{k}, i\omega; \lambda)$ – поляризуемость системы электронов и дырок с концентрацией n и зарядом каждой частицы $\pm\sqrt{\lambda}$ (+ для дырок), при выполнении (1) главный по параметру p_F^{-1} вклад в χ вносит диаграмма низшего порядка по λ $\chi^0(k_1, i\omega; \lambda)$, а в интеграл по передаваемому импульсу k – область $k \sim n^{1/4} >> p_F$. Существенно, что эффективный радиус этого взаимодействия $k^{-1} \sim n^{-1/4} >> n^{-1/3}$ – среднего расстояния между частицами. В этой области импульсов

$$\chi^{(o)}(\mathbf{k},\ i\omega;\ \lambda) \approx \lambda \sum_i \frac{2n_i\,\epsilon_i(\mathbf{k})}{k^2[\epsilon_i^2(\mathbf{k})+\omega^2]}, \tag{3}$$

где индекс i нумерует различные типы заряженных частиц, а $\epsilon_i(\mathbf{k})$ – зависимости их энергии от импульса. Предполагая все законы дисперсии ϵ_i квадратичными, нетрудно из (2) и (3) получить

$$E_{corr} = -An^{1/4}, \tag{4}$$

где A – коэффициент, зависящий от отношения масс электронов и дырок, их анизотропии, числа эквивалентных минимумов в электронной и дырочной зонах и других деталей электронного спектра. Явный вид этого коэффициента для некоторых типичных систем, удовлетворяющих критерию (1) приводятся ниже. Для всех этих систем в рассматриваемом диапазоне концентраций обменная энергия мала по сравнению с E_{corr}, а полная энергия на пару частиц $E(n)$, равная сумме энергии Ферми и E_{corr} достигает минимального значения E_{min} при концентрации n_{min}, удовлетворяющей критерию (1).

I. *Квазиодномерные системы,* т. е. системы параллельных проводящих нитей. Переходы электронов и дырок с одной нити на другую считаем пренебрежимо маловероятными, а плотность числа нитей на единицу используемого масштаба перпендикулярной им поверхности $N \gg 1$. Этот случай наиболее близок к рассмотренному в [1] случаю сильного магнитного поля и результаты практически совпадают с точностью до замены $N \rightleftarrows H$. Мы однако приведем их здесь в несколько более общем виде, учитывая различие масс электрона m_e и дырки m_h, полагая $m = \dfrac{m_e m_h}{m_e + m_h} = 1$, $N^{-1/2} \lesssim \sigma \equiv m_e/m_h \leqslant 1$. Коэффициент пропорциональности в (4) для этого случая

$$A_{\mathrm{I}} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^{1/4} \frac{64\pi}{5[\Gamma(1/4)]^2}\, f_{\mathrm{I}}(\sigma),$$

где

$$f_{\mathrm{I}}(\sigma) = \frac{[\Gamma(1/4)]^2}{8\cdot 2^{1/4}\pi^{3/2}} \int_0^\infty dx \left[\frac{1}{(1+\sigma)x^2 + \dfrac{1}{1+\sigma}} + \frac{1}{\dfrac{1+\sigma}{\sigma}x^2 + \dfrac{\sigma}{1+\sigma}}\right]^{5/4}, \tag{5}$$

$$f_{\mathrm{I}}(1) = 1 \qquad f_{\mathrm{I}}(\sigma \ll 1) = (1/2)^{3/2}\frac{1}{\sigma^{1/4}}, \tag{6}$$

$$p_F = \frac{\pi}{2}Nn; \quad n_{min} = \left[\frac{3}{2\pi^2}A_{\mathrm{I}}\right]^{4/7} N^{8/7}; \quad E_{min} = -\frac{7}{8}\left(\frac{3}{2}\right)^{1/7}\frac{1}{\pi^{2/7}}A_{\mathrm{I}}^{8/7}N^{2/7}. \tag{7}$$

II. *Квазидвумерные (слоистые) системы,* т. е. системы параллельных проводящих плоскостей с расстоянием между ними $c \ll 1$ и пренебрежимо малой вероятностью перехода носителей с одной плоскости на другую.

Полагая $m = \dfrac{2m_e m_h}{m_e + m_h} = 1$, $c \lesssim \sigma \lesssim 1$, для случая спектров изотропных в плоскости слоя получим

$$A_{II} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/4} \frac{256\pi^2}{5[\Gamma(1/4)]^2} f_{II}(\sigma) \approx 3{,}27 f_{II}(\sigma), \tag{8}$$

где

$$f_{II}(\sigma) = \frac{5[\Gamma(1/4)]^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\sigma}} + \sqrt{\sigma}\right)^{3/2}}{32\sqrt{2}\pi} \int_0^1 \frac{dx}{x^{1/4}} \times$$

$$\times \sqrt{1 - \left(\sigma + \frac{1}{\sigma}\right)x + \sqrt{1 - 2x\left(\frac{1}{\sqrt{\sigma}} - \sqrt{\sigma}\right)^2 + x^2 \left(\frac{1}{\sigma} - \sigma\right)^2}} =$$

$$= \begin{cases} 1, & \sigma = 1 \\ \dfrac{1}{4(4\sigma)^{1/4}}, & \sigma \ll 1 \end{cases}, \tag{9}$$

$$p_F = \sqrt{2\pi n c}\,; \quad n_{min} = \left(\frac{A_{II}}{4\pi}\right)^{1/3} c^{-4/3}, \quad E_{min} = -\frac{3}{4}\left(\frac{A_{II}}{4\pi}\right)^{1/3} c^{-1/3} \approx -\frac{1{,}57}{c^{1/3}} f_{II}^{4/3}(\sigma). \tag{10}$$

III. *Многодолинные полупроводники и полуметаллы,* т. е. имеющие несколько эквивалентных в силу симметрии кристалла минимумов в электронном и (или) дырочном спектрах. Тот факт, что многодолинность увеличивает роль E_{corr} и энергию связи электронно-дырочной жидкости уже отмечался в ряде работ [2 – 5]. С формальной точки зрения использование числа долин в электронной и дырочной зонах ν_e и ν_h в качестве больших параметров аналогично известному в теории фазовых переходов разложению по обратной величине числа компонент параметра порядка ($1/n$ – разложение). Оно обосновывает замену χ на $\chi^{(0)}$ в (2), а с другой стороны обеспечивает при $n \ll \nu^4$ выполнение условия $p_F \sim (n/\nu)^{1/3} \ll n^{1/4}$, и, следовательно, справедливость асимптотики (3). Систему единиц в этом случае удобно определить соотношением

$$m^{1/4} = \frac{[\Gamma(1/4)]^2}{8\pi 2^{1/4}(2\pi)^{3/2}} \int_0^\infty dx \left[\frac{1}{\nu_e} \sum_{k=1}^{\nu_e} \frac{(m_e^{-1})_{ij}^{(k)} n_i n_j}{x^2 + [(m_e^{-1})_{ij}^{(k)} n_i n_j]^2} + \right.$$

$$+ \frac{1}{\nu_h} \sum_{k=1}^{\nu_h} \overline{ \frac{(m_h^{-1})_{ij}^{(k)} n_i n_j}{x^2 + [(m_h^{-1})_{ij}^{(k)} n_i n_j]^2} \Bigg]^{5/4} } = 1 , \qquad (11)$$

где $\overline{[...]}$ означает усреднение по направлениям единичного вектора **n**, $(m_{e,h}^{-1})_{ij}^{(k)}$ – тензор обратных масс k-й долины в осях обратной решетки кристалла. Тогда

$$A_{III} = \frac{32\sqrt{2}(2\pi)^{3/4}}{5[\Gamma(1/4)]^2}; \quad n_{min} = \left[\frac{5A_{III} M}{4\pi^{2/3}(3\pi)^{2/3}}\right]^{12/5};$$

$$E_{min} = -\frac{5}{8}\left(\frac{5}{4\cdot 3^{2/3}\pi^{4/3}}\right)^{3/5} A_{III}^{8/5} M^{3/5}, \qquad (12)$$

где

$$M^{-1} = M_e^{-1} + M_h^{-1}; \qquad M_{e,h} = [\det(m_{e,h}^{-1})]^{-1/3} \nu_{e,h}^{2/3} .$$

IV. Приведем еще результат для полуметалла с ν электронными и одной дырочной долиной в сильном магнитном поле направленном эквивалентным образом относительно всех электронных эллипсоидов. Пусть $m_{e,h\parallel}$ эффективные массы движения в направлении поля, $\sigma = m_{e\parallel}/m_{h\parallel}$, $m^{-1} = m_{e\parallel}^{-1} + m_{h\parallel}^{-1} = 1$. Тогда

$$A_{IV}(\sigma) = \left(\frac{4}{\pi}\right)^{1/4} \frac{64\pi}{5[\Gamma(1/4)]^2} f_{IV}(\sigma), \qquad f_{IV}(\sigma) = f_I(\sigma),$$

$$n_{min} = \left[\frac{A_{IV}(\sigma)(1+\sigma)\nu^2}{1+\nu^2\sigma}\right]^{4/7} \left(\frac{eH}{c}\right)^{8/7} \left(\frac{3}{16\pi^4}\right)^{4/7},$$

$$E_{min} = -\frac{7}{8}\left[\frac{3}{16\pi^4} A_{IV}(\sigma)\frac{(1+\sigma)\nu^2}{1+\sigma\nu^2}\right]^{1/7} \left(\frac{eH}{c}\right)^{2/7} .$$

В заключение отметим, как одно из следствий полученных результатов, что полупроводники с узкой запрещенной зоной E_g, относящиеся к одному из рассмотренных выше классов, становятся неустойчивыми относительно фазового перехода первого рода в полуметаллическое состояние при приближении E_{min} к E_g, т. е. задолго до возникновения экситонной неустойчивости.

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

Поступила в редакцию
2 июля 1976 г.

Литература

[1] Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко. Письма в ЖЭТФ, 24, 70, 1976.

[2] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, О.В.Гоголин. Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 9, 435, 1969.

[3] M.Combescot, P.Nozieres. J. Phys., C5, 2369, M.Combescot.Phys. Rev., B10, 5045, 1974.

[4] W.F.Brinkman, T.M.Rice. Phys. Rev.,B7, 1508, 1973.

[5] P.Vashishta, P.B.Bhattacharyya, K.S.Singwi. Nuovo Cim., 23B, 172, 1974; P.Vashishta, S.G.Das, K.S.Singwi. Phys. Rev. Lett., 33, 911, 1974.