

РАСТВОРЫ He^3 – HeII В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Е.П.Башкин, А.Э.Мейерович

Изучены свойства ферми-жидкости низкой плотности типа растворов He^3 – HeII в сильных магнитных полях, когда спиновая система почти полностью поляризована. Наиболее ярко выраженные эффекты связаны с громадным ростом кинетических коэффициентов.

Вырожденные растворы He^3 в сверхтекучем He^4 являются наиболее характерным примером ферми-жидкости низкой плотности. Свойства таких систем описываются разложением по $x^{1/3}$ (x – концентрация фер-

мионов) и задаются в отсутствие магнитного поля всего одним параметром — длиной s — рассеяния затравочных квазичастиц a [1 — 5].

В сильном магнитном поле $\beta H \gg T_F > T$ (β — магнитный момент атома He^3 , H — магнитное поле, T_F — температура вырождения, T — температура) спины практически всех атомов He^3 направлены одинаковым образом. При этом из-за тождественности фермионов взаимодействие должно определяться уже p -рассеянием, поскольку s -рассеяние дает вклад только в случае столкновений частиц с противоположно направленными спинами.

В таком поляризованном растворе взаимодействие квазичастиц происходит на поверхности Ферми радиуса $p_F = (6\pi^2 N_3)^{1/3} \hbar$, причем $p_F |a| / \hbar \ll \ll 1$ (N_3 — число атомов He^3 в единице объема, а величина $|a|$ — порядка газокинетического размера атома $1,5\text{\AA}$ [5]). Энергетический спектр затравочной квазичастицы He^3 в сверхтекучем He^4 имеет вид

$$\epsilon = -\Delta + \frac{p^2}{2M} \left[1 - \left(\frac{p}{p_c} \right)^2 \xi \right] - \beta H. \quad (1)$$

Здесь энергетическая щель $\Delta \approx 2,8\text{K}$, $M \approx 2,3m_3$, m_3 — масса атома He^3 , $p_c = m_4 s$, m_4 — масса атома He^4 , s — скорость звука в He^4 , а величина ξ весьма мала [6, 7]. Амплитуда p -рассеяния двух медленных квазичастиц с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 ($p_1 = p_2 = p_F$) в системе центра инерции определяется углом поворота ϕ относительного импульса $\mathbf{p} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/2$ [8]

$$f(\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2; \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = B \frac{p^2}{M} \cos \phi, \quad (2)$$

где $\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2$ — импульсы рассеянных частиц ($p'_1 = p'_2 = p_F$), а постоянная $B \sim |a|^3$. Ферми-жидкостная функция $f(\theta)$ (θ — угол между векторами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2) определяется амплитудой рассеяния (2) вперед ($\phi = 0$) [9]

$$f(\theta) = \frac{B}{M} p_F^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (3)$$

С помощью энергетического спектра (1) и f -функции Ландау (3) можно определить все термодинамические свойства раствора $\text{He}^3 - \text{He}^4$ в сильных магнитных полях. Так, полная эффективная масса возбуждений m^* равна

$$\frac{m^*}{M} = 1 + 2\xi \left(\frac{p_F}{p_c} \right)^2 - \frac{1}{2} B N_3,$$

а химический потенциал μ_3 и полная энергия раствора выражаются как

$$\mu_3 = -\Delta + \frac{p_F^2}{2M} \left[1 - \xi \left(\frac{p_F}{p_c} \right)^2 + \frac{4}{5} B N_3 \right] - \beta H, \quad (4)$$

$$E = E_4^{(0)} - N_3 \Delta + \frac{3}{10} \frac{p_F^2}{M} N_3 \left[1 - \frac{5}{7} \xi \left(\frac{p_F}{p_c} \right)^2 + \frac{1}{2} B N_3 \right] - \beta H N_3,$$

где $E_4^{(0)}$ — энергия чистого He^4 .

Скорости распространения гидродинамических колебаний в растворе He^3 в сверхтекучем He^4 формально определяются теми же уравнениями [5], что и в отсутствие поля с учетом соотношений (3), (4). При этом скорость второго звука возрастает в $2^{1/3}$ раза, что связано не с изменением взаимодействия, а с увеличением радиуса ферми-сферы. Решений нуль-звукового типа, как и в отсутствие поля нет вследствие малости взаимодействия.

Результатом перехода от s - к p -рассеянию при поляризации раствора является резкое уменьшение сечения взаимодействия. Это приводит к значительному росту кинетических коэффициентов, величина которых обратно пропорциональна величине взаимодействия. Коэффициенты вязкости и теплопроводности ферми-жидкости равны [10, 11]

$$\eta = \frac{64}{45} T^{-2} \frac{\hbar^3 p_F^5}{m^*4} \left\langle \frac{w(\theta, \phi)}{\cos(\theta/2)} (1 - \cos \theta)^2 \sin^2 \phi \right\rangle^{-1} C(\lambda_\eta),$$

$$\kappa = \frac{8\pi^2}{3} T^{-1} \frac{(\hbar p_F)^3}{m^*4} \left\langle \frac{w(\theta, \phi)}{\cos(\theta/2)} (1 - \cos \theta) \right\rangle^{-1} H(\lambda_\kappa),$$

где $w(\theta, \phi)$ – вероятность рассеяния частиц, связанная с амплитудой рассеяния. (2)

$$w(\theta, \phi) = \left(\frac{B}{M} \right)^2 p_F^4 \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \phi T \frac{\pi}{2h} \quad (5)$$

$\langle \dots \rangle$ – означает усреднение по углам, а коэффициенты $C(\lambda_\eta)$ и $H(\lambda_\kappa)$ [11] для функции w (5) оказываются равными $C(\lambda_\eta) = 0,79, H(\lambda_\kappa) = 0,55$. Окончательно

$$\eta T^2 = \frac{7}{\pi} \left(\frac{\hbar^2}{MB} \right)^2 p_F^2 \cdot 0,79; \quad \kappa T = \frac{35\pi}{6} \left(\frac{\hbar^2}{MB} \right) \frac{1}{p_F} \cdot 0,55.$$

т. е. существенно меняют свою концентрационную зависимость и отличаются от значений без поля [5] большим множителем $(x)^{-4/3} \gg 1$.

Столь сильное возрастание времени релаксации и длины свободного пробега возбуждений приводит к заметному сужению линии ЯМР и к торможению примесных атомов о стенки даже в широких капиллярах.

Условию полной поляризации раствора $\beta H \sim T_F$ отвечает соотношение $H[\text{кэ}] \approx 5,2 \cdot 10^4 x^{1/3}$. Поля порядка 100 кэ поляризуют растворы с концентрациями $x \leq 10^{-4}$. При этом температура $T \ll T_F \leq 8\text{мК}$, а кинетические коэффициенты увеличиваются по сравнению со своими значениями в отсутствие поля [5] примерно в 10^5 раз. Вязкость, например, достигает значения порядка 10^{-2} пуаз, что приблизительно равно вязкости воды, т. е. сверхтекучая жидкость становится одновременно аномально вязкой.

Результаты для растворов в произвольных магнитных полях, когда спиновая система поляризована лишь частично, а также некоторых других типов ферми-систем будут опубликованы позднее.

Выражаем благодарность А.Ф.Андрееву за постоянное внимание и интерес к работе, И.М.Лифшицу и М.И.Каганову за полезное обсуждение.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 октября 1977 г.

Литература

- [1] K.Huang, C.N.Yang. *Phys. Rev.*, **105**, 767, 1957.
 - [2] T.D.Lee, C.N.Yang. *Phys. Rev.*, **105**, 1119, 1957.
 - [3] А.А.Абрикосов, И.М.Халатников. *ЖЭТФ*, **33**, 1154, 1957.
 - [4] J.Bardeen, G.Baym, D.Pines, **156**, 207, 1967.
 - [5] Е.П.Башкин. Письма в *ЖЭТФ*, **25**, 3, 1977; *ЖЭТФ*, **73**, 1849, 1977.
 - [6] N.R.Brubaker, D.O.Edwards, R.E.Sarwinski, P.Seligmann, R.A.Sherlock. *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 715, 1970.
 - [7] Б.Н.Есельсон, В.А.Слюсарев, В.И.Соболев, М.А.Стржеменчый. Письма в *ЖЭТФ*, **21**, 253, 1975.
 - [8] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. "Квантовая механика", М., изд. Наука, 1974.
 - [9] Л.Д.Ландау. *ЖЭТФ*, **35**, 97, 1958.
 - [10] А.А.Абрикосов, И.М.Халатников. *ЖЭТФ*, **32**, 1084, 1957.
 - [11] G.A.Brooker, J.Sykes. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 179, 1968.
-