Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 1, стр. 3 – 7 *5 января 1977 г.*

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ВЫРОЖДЕННОМ РАСТВОРЕ He^3 В СВЕРХТЕКУЧЕМ He^4.

Е.П.Башкин

Изучается возможность распространения нуль-звуковых и спиновых колебаний в слабом растворе $He^3 - He^4$. Показано, что существует единственная незатухающая мода – продольная спиновая волна.

Термодинамические свойства вырожденного раствора He^3 в сверхтекучем He^4 исчерпывающим образом определяются заданием ферми-жидкостной функции Ландау $f_{\vec{\sigma}\vec{\sigma}'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ [1 – 3]. Для растворов произвольной концентрации (меньшей, чем концентрация расслаивания $\sim$ 6%) вид функции $f_{\vec{\sigma}\vec{\sigma}'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, вообще говоря, неизвестен. Экспериментально удается определить лишь первые две гармоники ферми-жидкостной функции. Однако в случае достаточно малой концентрации затравочные квазичастицы He^3, растворенные в сверхтекучем фоне, образуют разреженный вырожденный ферми-газ медленных частиц. Термодинамические функции такого газа ([4, 5]) соответствуют системе фермионов, в которой энергия взаимодействия двух частиц убывает достаточно быстро на больших расстояниях. Свойства раствора тогда можно описать только одним параметром – длиной s-рассеяния a. Явное выражение для функции $f_{\vec{\sigma}\vec{\sigma}'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ на поверхности Ферми в слабовзаимодействующем вырожденном газе было получено Абрикосовым и Халатниковым [6]

$$f_{\vec{\sigma}\vec{\sigma}'}(\theta) = \frac{2\pi a\hbar^2}{m}\left[1 + 2\frac{p_0 a}{\pi\hbar}\left(2 + \frac{\cos\theta}{2\sin\frac{\theta}{2}}\ \ln\frac{1+\sin\frac{\theta}{2}}{1-\sin\frac{\theta}{2}}\right)\right] - \tag{1}$$

$$- \frac{8\pi a\hbar^2}{m}\vec{\sigma}\vec{\sigma}'\left[1 + 2\frac{p_0 a}{\pi\hbar}\left(1 - \frac{1}{2}\sin\frac{\theta}{2}\ln\frac{1+\sin\frac{\theta}{2}}{1-\sin\frac{\theta}{2}}\right)\right],$$

где p_0 – граничный импульс Ферми, θ – угол между векторами **p** и **p**. С помощью (1) выразим через a термодинамические характеристики раствора. Представим энергетический спектр одного атома He^3, помещенного в покоящийся сверхтекучий He^4, в следующем виде

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

Здесь $p_c = m_4 c$, m_4 – масса атома He^4, c – скорость звука в чистом He^4. Величина β определялась из экспериментов по измерению скорости второго звука в растворах и составляет $\beta = 0{,}14 \pm 0{,}05$ [7]. Используя (1) и (2), пренебрегая квадратичными по $\mathbf{v}_s$ членами ($\mathbf{v}_s$ – скорость сверхтекучего движения), можно получить химический потенциал He^3 в сверхтекучем растворе

$$\mu_3 = -\Delta + \frac{p_0^2}{2M}\left[1 + \frac{4}{3}\frac{p_0 a}{\pi\hbar} + \frac{4}{15}\left(\frac{p_0 a}{\pi\hbar}\right)^2 (11 - 2\ln 2) - \beta\left(\frac{p_0}{p_c}\right)^2\right]. \qquad (3)$$

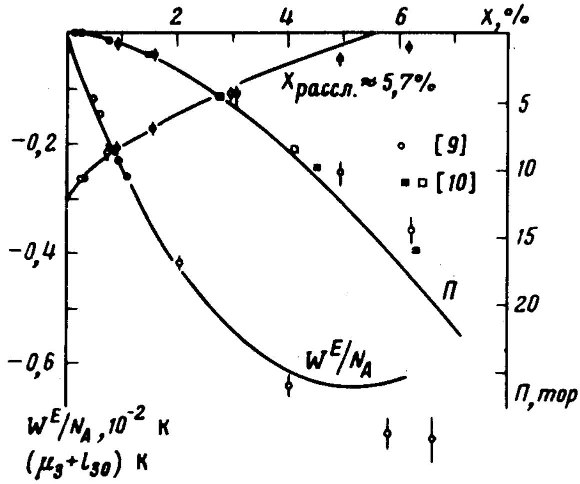

Рис. 1

Вычисляя $\partial\mu_3/\partial p_0$ с учетом постоянства числа частиц, аналогично [2], [8], находим полную эффективную массу возбуждений m^*

$$\frac{m^*}{M} = 1 + \frac{8}{15}\left(\frac{p_0 a}{\pi\hbar}\right)^2 (7\ln 2 - 1) + 2\beta\left(\frac{p_0}{p_c}\right)^2. \qquad (4)$$

Осмотическое давление П в системе со "сверхщелью" вычисляется из условия равенства химических потенциалов растворителя по обе стороны "сверхщели" $\Pi = \int_0^{N_3} N_3 \frac{\partial\mu_3}{\partial N_3} dN_3$ (N_3 – число атомов He^3 в единице объема раствора). Определим избыточную энтальпию системы W^E следующим соотношением $W = -l_{30}N_3 - l_{40}N_4 + W^E$, где $-l_{30}$ и $-l_{40}$ – скрытые теплоты испарения чистых He^3 и He^4 при $T = 0$ в расчете на атом, W – энтальпия единицы объема раствора. Нетрудно показать, что $W^E = (\mu_3 + l_{30})N_3 - \Pi$. Обычным образом вычисляется и магнитная восприимчивость спиновой системы

$$\frac{\chi_{\text{ид}}}{\chi} = 1 - 2\frac{p_0 a}{\pi\hbar} + \frac{8}{3}\left(\frac{p_0 a}{\pi\hbar}\right)^2 (\ln 2 - 1). \tag{5}$$

На рисунках проводится сравнение кривых, рассчитанных по формулам (3) – (5), с экспериментальными данными [1], [9 – 12] для значений $a = -1{,}7\,\text{Å}$, $M = 2{,}33 m_3$ ($x = N_3/(N_3 + N_4)$, m_3 – масса атома He^3). Сравнение позволяет заключить, что функция $f_{\vec{\sigma}\vec{\sigma}'}(\theta)$ вида (1) хорошо описывает раствор вплоть до концентраций порядка 3 – 4%. При более высоких концентрациях наблюдается качественное согласие. Так как $a < 0$, что соответствует притяжению между примесными атомами, то проделанные вычисления годятся в области температур $T_c < T < T_0$, где T_0 – температура вырождения, $T_c \approx \frac{\gamma}{\pi}\left(\frac{2}{e}\right)^{7/3} T_0 \exp\left\{\frac{\pi\hbar}{2p_0 a}\right\}$ – температура, при которой происходит перестройка спектра возбуждений, связанная с образованием куперовских пар [13]. Эффектами запаздывания мы пренебрегали, так как их вклад в функцию $f_{\vec{\sigma}\vec{\sigma}'}(\theta)$ порядка $(p_0/p_c)^2$.

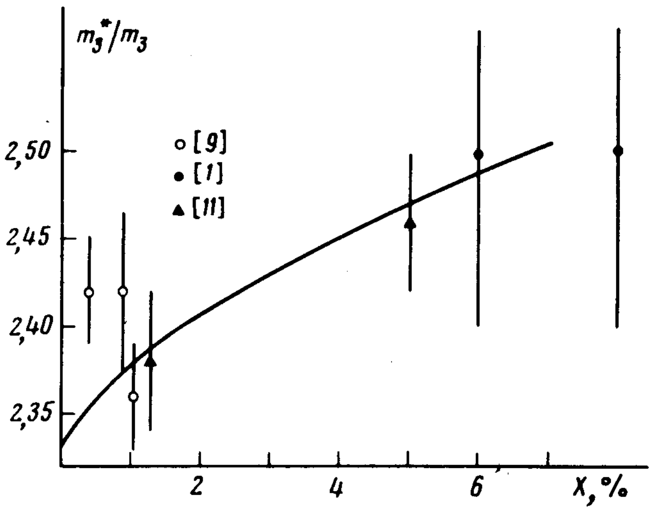

Рис. 2

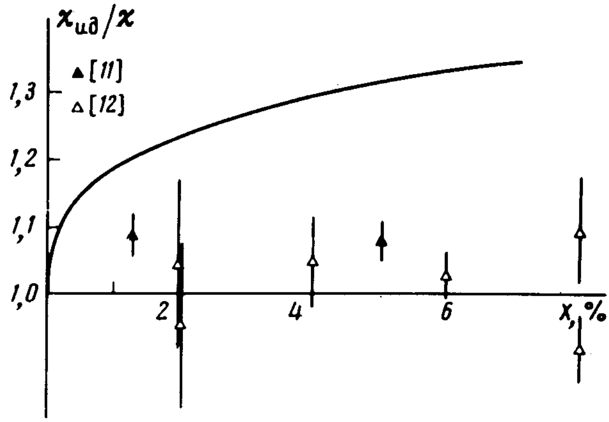

Рис. 3

Воспользуемся теперь функцией (1) для изучения высокочастотных спиновых и нуль-звуковых колебаний в растворе. Исследование линеаризованной системы уравнений непрерывности, сверхтекучего движения и бесстолкновительного кинетического уравнения, аналогично [2], [6], показывает, что в растворе может распространяться незатухающая продольная спиновая волна, скорость u которой дается следующим выражением

$$\frac{u}{v_o} = 1 + \exp\left\{\frac{\pi\hbar}{p_o\, a} - 2\right\}, \tag{6}$$

где v_o – фермиевская скорость. Коэффициент поглощения высокочастотной волны равен $1/\omega\tau$, где ω – частота волны, $\tau \approx \dfrac{1}{4\pi a^2 N_3 v_o}\left(\dfrac{T_o}{T}\right)^2$ – время релаксации. Условие малости затухания выражается тогда в следующем виде $T << \dfrac{\hbar}{|a|}\left(\dfrac{\hbar\omega}{M}\right)^{1/2}$. Подставляя численные значения, получаем $T << 4{,}5\cdot 10^{-6}\omega^{1/2}$. Для сравнения: в чистом вырожденном He^3 аналогичное условие для нулевого звука имеет вид $T << 1{,}2\cdot 10^{-6}\omega^{1/2}$. Из условий же $T > T_c$ и $\hbar\omega << T_o$ получаем область частот, на которых возможно наблюдение спиновой волны $x^{2/3} >> \dfrac{\omega}{\omega_o} > (aN^{1/3})^2 x^{4/3}\exp\left\{\left(\dfrac{\pi}{3Nx}\right)^{1/3}\dfrac{1}{a}\right.$

Здесь $\omega_o = \dfrac{\hbar}{M}N^{2/3}$, $N = N_3 + N_4$. Подстановка численных значений дает $x^{2/3} >> 10^{-11}\omega > x^{4/3}\exp\left\{-\dfrac{2{,}1}{x^{1/3}}\right\}$. Анализ уравнений также показывает, что незатухающие нуль-звуковые и поперечные ($m \neq 0$) спиновые колебания не могут распространяться в растворе.

Выражаю благодарность А.Ф.Андрееву за внимательное руководство и очень полезные обсуждения, З.В.Гаусман и Е.С.Гуровой за помощь в проведении численных расчетов.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 ноября 1976 г.

Литература

[1] D.O.Edwards, D.F.Brewer, P.Seligmann, M.Skertic, M.Yaqub.Phys. Rev. Lett., 15, 773, 1965.

[2] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 30, 1058, 1956; 32, 59, 1957.

[3] И.М.Халатников. ЖЭТФ, 55, 1919, 1968.

[4] K. Huang., C. N. Yang. Phys. Rev., 105, 767, 1957.

[5] T.D. Lee, C. N. Yang. Phys. Rev., 105, 1119, 1957.

[6] А.А.Абрикосов, И.М.Халатников. ЖЭТФ, 33, 110, 1154, 1957.

[7] N.R.Brubaker, D.O.Edwards, R.E.Sarwinski. P.Seligmann, R.A.Sherlock, Phys. Rev. Lett., 25, 715, 1970.

[8] C.Ebner. D.O.Edwards. Phys. Reports, 2C, 2, 1971.

[9] P.Seligmann, D.O.Edwards, R.E.Sarwinski, J.T.Tough. Phys. Rev., 181, 415, 1969.

[10] J.Landan, J.T.Tough, N.R.Brubaker, D.O.Edwards. Phys. Rev. Lett., 23, 283, 1969; Phys. Rev., 2, 2472A, 1970.

[11] A.C.Anderson, D.O.Edwards, W.R.Roach, R.E.Sarwinski, J.C.Wheatley. Phys. Rev. Lett., 17, 367, 1966.

[12] D.L.Husa, D.O.Edwards, J.R.Gaines. Proc. LT-10, Moscow, 1, 345, 1966; Phys. Lett., 21, 28, 1966.

[13] Л.П.Горьков, Т.К.Мелик-Бархударов. ЖЭТФ, 40, 1452, 1961.