Письма в ЖЭТФ, том 27, вып.9, стр. 517 – 520 *5 мая 1978 г.*

ПОДАВЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО НУЛЕВОГО ЗВУКА В He^3 МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Е.П.Башкин, А.Э.Мейерович

Определены условия существования незатухающих высокочастотных колебаний в нормальном He^3 в магнитном поле. Вычислено значение критического поля $H_c \approx 4$ *кэ*, в котором происходит подавление поперечной нуль-звуковой волны.

Влияние магнитного поля H на свойства несверхтекучего He^3 в реально достижимых полях незначительно в меру малости отношения $\beta H/T_F$ (β – магнитный момент атома He^3, T_F – температура вырождения). Однако, условие существования слабозатухающих нуль-звуковых и спиновых колебаний $\omega > kv_o$ [1] (ω и **k** – частота и волновой вектор, v_o – фермиевская скорость в отсутствие магнитного поля) может оказаться чувствительным к полю даже в слабых полях, если, например, скорость распространения колебаний близка к фермиевской. Так [2], в растворе He^3 – HeII условие распространения продольной спиновой моды $\omega > kv_+$ ($v_+ > v_-$ – скорости на поверхностях Ферми для квазичастиц, поляризованных параллельно и антипараллельно полю) нарушается в слабом поле $\beta H/T_F \ll 1$, что приводит к сильному затуханию Ландау, связанному с распадом магнона на квазичастицу и дырку.

В настоящей работе исследованы условия возникновения и исчезновения нуль-звуковых и спиновых волн в нормальном He^3 в магнитном поле. Система уравнений, описывающая высокочастотные колебания ферми-жидкости в магнитном поле, состоит из хорошо изученного [3, 4] уравнения движения для перпендикулярной **H** компоненты магнитного момента и двух зацепленных между собой уравнений для продольной намагниченности и скалярной функции распределения. Нас интересуют последние два уравнения в линейном по $\mathbf{H}$ приближении (ср. [2]):

$$(\omega-\mathbf{kv})\lambda-\delta_{+}\mathbf{kv}\left(\int\zeta\lambda' d\Gamma'+\int H\phi\nu' d\Gamma'\right)-\delta_{-}\mathbf{kv}\int\psi\nu' d\Gamma'=0,$$

$$(\omega-\mathbf{kv})\nu-\delta_{+}\mathbf{kv}\left(\int\psi\nu' d\Gamma'+\int H\phi\lambda' d\Gamma'\right)-\delta_{-}\mathbf{kv}\int\zeta\lambda' d\Gamma'=0. \quad (1)$$

Здесь $\nu+\vec{\lambda}\vec{\sigma}$ ($\vec{\sigma}$ – матрицы Паули) – неравновесная добавка к одночастичной матрице плотности, $\lambda\equiv\lambda_z$ $\mathbf{v}$ – скорость квазичастицы, $\delta_{\pm}=1/2\,[\delta(\epsilon_{+}-\mu)\pm\delta(\epsilon_{-}-\mu)]$, $\epsilon_{\pm}$ – энергия Ферми квазичастиц с различной спиновой ориентацией, μ – химический потенциал, $d\Gamma=2d^3p/(2\pi\hbar)^3$. В (1) учтено, что в слабых полях с точностью до квадратичных по $\mathbf{H}$ членов ферми-жидкостная функция имеет вид

$$f_{\vec{\sigma}\vec{\sigma}'}(\mathbf{p},\mathbf{p}')=\psi(\theta)+\zeta(\theta)\vec{\sigma}\vec{\sigma}'+\phi(\theta)(\vec{\sigma}+\vec{\sigma}')\mathbf{H}, \quad (2)$$

где θ – угол между векторами $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$, а функции ψ, ζ, ϕ определяются своими значениями в отсутствие поля. С той же точностью $\delta_{+}=\delta(\epsilon_0-\mu)$, а δ_{-} линейна по $\mathbf{H}$. С помощью разложения f-функции по полиномам Лежандра уравнения (1) стандартным способом [5] сводятся к системе линейных уравнений на величины ν_{nm}, λ_{nm}

$$\nu_{km}=\frac{1}{2}F_k^{+}\sum_n\Omega_{nk}^{m+}\left(\nu_{nm}+\lambda_{nm}+H\frac{\Phi_k}{Z_k}\lambda_{nm}\right)+\frac{1}{2}F_k^{-}\sum_n\Omega_{nk}^{m-}\left(\nu_{nm}-\lambda_{nm}+H\frac{\Phi_k}{Z_k}\lambda_{nm}\right)$$

$$\lambda_{km}=\frac{1}{2}Z_k^{+}\sum_n\Omega_{nk}^{m+}\left(\lambda_{nm}+\nu_{nm}+H\frac{\Phi_k}{F_k}\nu_{nm}\right)+\frac{1}{2}Z_k^{-}\sum_n\Omega_{nk}^{m-}\left(\lambda_{nm}-\nu_{nm}+H\frac{\Phi_k}{F_k}\nu_{nm}\right). \quad (3)$$

Здесь $|m|\leqslant k,\ n$; $F_k^{\pm}=(v_{\pm}/v_0)F_k$, $Z_k^{\pm}=(v_{\pm}/v_0)Z_k$, а F_k, Z_k, Φ_k – обычные гармоники функций ψ, ζ, ϕ (2) в отсутствие поля. Функция Ω в (3) определяется как

$$\Omega^{\pm}(s_{\pm})=\Omega\left(\frac{\omega}{kv_{\pm}}\right);\ \Omega_{kn}^{m}(s)=\frac{(k-|m|)!}{(k+|m|)!}\int_{-1}^{1}\frac{dx}{2}\,\frac{x}{s-x}P_n^m(x)\,P_k^m(x)$$

$P_n^m(x)$ – присоединенные полиномы Лежандра.

Скорость распространения высокочастотных колебаний He^3 в магнитном поле $u(\mathbf{H})$ определяется из условия равенства нулю детерминанта системы (3): $D(s_{+},s_{-})=0$. Исчезновение или появление какой-нибудь моды происходит в таком поле H_c, вблизи которого решение дисперсионного уравнения имеет вид $s_{+}\to 1$, $s_{-}\to v_{+}/v_{-}\equiv 1+h_c$, причем $h_c=(\beta H_c/T_F)/(1+Z_0)\ll 1$. При этом дисперсионное уравнение $D(1,1+h_c)=0$ фактически определяет критическое магнитное поле H_c.

Поскольку величины гармоник F_k, Z_k, Φ_k, $k\geqslant 2$ в настоящее время неизвестны, определенных выводов о существовании решений уравнений (3) для колебаний с азимутальным числом $m\geqslant 2$ сделать не удается.

Случай $m = 0$ не представляет интереса, так как скорость продольного нуль-звука в отсутствие поля значительно больше фермиевской.

Наиболее интересен обнаруженный недавно поперечный ($m = 1$) нулевой звук [6,7], скорость распространения которого u_1 в отсутствие поля, по-видимому, близка к фермиевской $(u_1 - v_0)/v_0 \equiv a_0 \ll 1$. Функция Ω^1 имеет логарифмическую особенность в первой производной при $s \to 1$. Пренебрегая линейными по полю членами порядка $h \equiv (\beta H/T_F)/(1+Z_0) \ll 1$ по сравнению с членами порядка $h \ln h$, в (3) следует положить $F_k^{\pm} = F_k$, $Z_k^{\pm} = Z_k$, $H\Phi_k = 0$, а в разности $\Omega^{1\pm}(s_{\pm}) - \Omega^1(1)$ достаточно удержать главный член порядка $h \ln h$ (учтено, что $(v_{\pm} - v_0)/v_0 = \pm h/2$). Дисперсионное уравнение принимает вид

$$D(s_+, s_-) = D(1, 1) + A\,(a^+ \ln a^+ + a^- \ln a^-) = 0,$$

где A – некоторая постоянная, а величины $a^{\pm}(h) \ll 1$ определяют отличие скорости распространения нуль-звука в поле $u_1(H)$ от $v_{\pm}$:

$$a^{\pm}(h) \pm h/2 = [u_1(h) - v_0]/v_0, \quad a^{\pm} \equiv s_{\pm} - 1.$$

Поскольку в отсутствие поля дисперсионное уравнение, с той же точностью, имеет вид

$$D(1 + a_0, 1 + a_0) = D(1, 1) + 2Aa_0 \ln a_0 = 0,$$

то скорость нулевого звука в поле $u_1(h)$ легко выражается через свое значение $u_1(0)$ при $H = 0$

$$2a_0 \ln a_0 = a^+ \ln a^+ + a^- \ln a^-, \tag{4}$$

а критическое поле H_c, определяемое из условий $a^+ = 0$, $a^- = h$ задается уравнением

$$2a_0 \ln a_0 = h_c \ln h_c. \tag{5}$$

Уравнения (4), (5), точность которых характеризуется неравенством

$$|\ln a_0| \gg 1$$

учитывают все гармоники функции F. Измерение H_c является, таким образом, способом непосредственного определения скорости поперечного нуль-звука в отсутствие поля $u_1(0)$ и может дать информацию о старших гармониках F. Если, как обычно, ограничиться только F_1 и F_2 [8,9], то

$$a_0 \ln a_0 = \frac{F_1 - 6 + 3F_2/(1+F_2/5)}{3F_1 + 9F_2/(1+F_2/5)}$$

и, с помощью (5) можно определить F_2. Для критического поля H_c при [10] $F_1 = 6{,}04$, $Z_0 = -0{,}67$, $T_F = 1{,}64$ K, $F_2 = 0$ получаем из (5) оценку $H_c \approx 4$ *кэ*. Наличие существенной зависимости сигнала от магнитного поля может помочь при экспериментальном выделении вклада поперечного нулевого звука, поскольку слабое поле практически не влияет на распространение обычных фермиевских квазичастиц в He^3.

Выражаем благодарность А.Ф.Андрееву и И.А.Фомину за ценное обсуждение.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 апреля 1978 г.

Литература

[1] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 32, 59, 1957.

[2] Е.П.Башкин, А.Э.Мейерович. ЖЭТФ, 74, 1904, 1978.

[3] В.П.Силин. ЖЭТФ, 33, 1227, 1957.

[4] А.А.Абрикосов, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 35, 771, 1958.

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

[6] Pat.R. Roach, J.B.Ketterson. Phys. Rev. Lett., 36, 736, 1976; "Quantum Fluids and Solids", N.Y., Plenum, 1977, p. 223

[7] M.J. Lea, K.J.Butcher, E.R.Dobbs. The Transverse Acoustic Impedance of Normal Liquid He³. Preprint, 1977.

[8] G.A.Brooker. Proc. Phys. Soc., 90, 397, 1967.

[9] И.А.Фомин. ЖЭТФ, 54, 1881, 1968.

[10] J.C.Wheatley. Rev. Mod. Phys., 47, 415, 1975.