Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 538 – 540 5 ноября 1971 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ФЕРМИ-БОЗЕ ЖИДКОСТИ

Д.М. Семиз

Как известно, слабые растворы He^3 в He^4 при $T \ll T_F$ (T_F – температура Ферми для He^3 в растворе) представляет собой своеобразную смесь ферми и бозе-жидкостей. Феноменологическая теория ферми-бозе жидкостей построена Халатниковым [1]. В такой жидкости существует два типа звуковых мод. Следуя [1], назовем их первым и вторым звуком. Первый звук при стремлении к нулю концентрации He^3 в растворе переходит в первый звук в He II. Второй звук распространяется по ферми-компоненте жидкости и имеет много общего с первым звуком в ферми-жидкости.

Одним из возможных способов наблюдения второго звука в растворе является возбуждение его колебаниями плоской границы. Ниже рассмотрена задача о возбуждении звука в растворе указанным способом и найдено отношение величин излучаемых потоков энергий первого и второго звуков. Полученное отношенче имеет порядок 10^{-3} при концентрации $He^3 \sim 1\%$, что позволяет надеяться на экспериментальное наблюдение второго звука в растворе при возбуждении указанным способом.

Мы будем, естественно, интересоваться гидродинамической областью, где распространяется и первый и второй звук, и пренебрежем диссипацией. Схема расчета здесь такая же, как в работе Лифшица о возбуждении звука в HeII [2].

Согласно [1] спектр ферми-возбуждений имеет вид:

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_0(n_3, n_4) + \frac{p^2}{2m^*} + \frac{\Delta m}{m^*}\left(1 + \frac{F_1}{3}\right)\mathbf{p}\mathbf{v}_s + \int f(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\delta n' d\tau', \quad (1)$$

где $\mathbf{p}$ – импульс, m^* – эффективная масса возбуждения, $\Delta m = m^*\left(1 + \frac{F_1}{3}\right)^{-1} - m_3$, $\mathbf{v}_s$ – скорость сверхтекучего движения, n_3, n_4 – числа частиц He^3 и He^4 в единице объема, $f(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ – функция Ландау, F_0, F_1 – параметры Ландау, $n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ – функция распределения ферми-возбуждений. Кинетическое уравнение удобно писать для фурье-компоненты функции распределения ферми-возбуждений

$$\delta n_{\mathbf{q},\omega} = \frac{\partial n_0}{\partial \epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \nu_n P_n(\cos\theta). \quad (2)$$

Здесь θ – угол между волновым вектором $\mathbf{q}$ и импульсом $\mathbf{p}$. В (2) можно оставить только два первых члена суммы, так как следующие имеют относительный порядок $\omega\tau$ и выше (ω – частота, τ – время релаксации), что следует из законов сохранения. В отсутствие диссипации можно считать, что ν_0 и ν_1 не зависят от ϵ (см. [3]) и являются константами. Усреднив кинетическое уравнение по углам так же, как в [4], и присоединив к нему уравнения непрерывности и сверхтекучего движения, можно получить полную систему уравнений, описывающую раствор. Мы не будем выписывать здесь эту систему, так как она совпадает с написанной в [4] системой уравнений (2.9 – 2.12), где только нужно положить стороннюю силу равной нулю.

Пусть звук возбуждается плоскостью, колеблющейся в перпендикулярном себе направлении со скоростью $v(t) = v_0 \exp(-i\omega t)$. Напишем граничные условия для нормальной и сверхтекучей компонент скорости

$$v_{s_1}^{\text{гр}} + v_{s_2}^{\text{гр}} = v_0, \quad (3)$$

$$\int p^{\text{гр}}(\delta n_1^{\text{гр}} + \delta n_2^{\text{гр}}) d\tau = m_3 n_3 v_0, \quad (4)$$

где индексы 1, 2 соответствуют первому и второму звуку. Плотность энергии в волне есть

$$E = m_4 n_4 \overline{v_s^2(t)} + \overline{\int \epsilon(\mathbf{p}) \delta n_{\mathbf{p}} d\tau_{\mathbf{p}}}. \quad (5)$$

Выполним в (5) усреднение по времени, обозначенное чертой. Учитывая условие экстремума энтропии в равновесии, а также соотношение (1), имеем

$$2E = m_4 n_4 v_s^2 + \frac{p_F m^*}{\pi^2 \hbar^3}\left[\left(1 + F_o\right)\nu_o^2 + \left(1 + \frac{F_1}{3}\right)\frac{\nu_1^2}{3}\right]. \qquad (6)$$

Найдем теперь отношение потоков энергий $I_{1,2} = E_{1,2} U_{1,2}$ (U – скорость звука) в наинизшем порядке по концентрации He^3 $x = n_3/(n_3 + n_4)$. Решая систему уравнений (2.9 – 2.12), работы [4] совместно с граничными условиями (4), (5) и используя (6), имеем окончательно

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{4\dot{x}}{\sqrt{3}}\ \frac{m_4}{m^*}\left(a - \frac{m_3}{m_4}\right)^2 \frac{v_F}{c}. \qquad (7)$$

При $x = 5 \cdot 10^{-2}$, $m^* = 2{,}5\, m_3$, $a = \dfrac{n_4}{m_4 c^2}\dfrac{\partial \epsilon_o}{\partial n_4} = 1{,}3$,

$v_F = 5{,}38 \cdot 10^3$ *см/сек*, $c = 2{,}4 \cdot 10^4$ *см/сек* имеем $I_2/I_1 \approx 2 \cdot 10^{-3}$, что по-видимому, позволяет наблюдать второй звук в растворе при возбуждении рассмотренным способом.

Автор благодарен проф. И.М.Халатникову за предложенную задачу и внимание к работе.

Институт теоретической физики
им.Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 октября 1971г.

О Литература

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

[2] Е.М.Лифшиц. J. Physics, 8, 110, 1944.

[3] Д.М.Семиз. Письма в ЖЭТФ, 13, 459, 1971.

[4] Д.М.Семиз. ЖЭТФ, 56, 1581, 1969.