

## К ИНВАРНОЙ ПРОБЛЕМЕ

В.М. Зверев, В.П. Силин

УДК 538.11

*В модели электронной жидкости применительно к слабому ферромагнетизму выявлена зависимость скорости звука от температуры, обусловленная наличием магнитной индукции и температурной зависимостью намагничивания.*

Одним из важных в прикладном отношении, но в то же время плохо изученным теоретически, представляется явление инварной аномалии ферромагнетиков, заключающееся, например, в уменьшении скорости продольного звука при уменьшении температуры. Поскольку особенно ярко такая аномалия выражена у слабых ферромагнетиков, то для описания такого явления разумно воспользоваться теорией электронной жидкости. Базируясь на подходе работ [1,2] (ср. также [3]), можно воспользоваться следующим дисперсионным уравнением для продольного звука:

$$\omega^2 = s_1^2 k^2 + \Omega_{pi}^2 - k^2 \frac{V_{ei}^2(k) n_i^2}{\rho_m V_{ee}(k)} \left[ 1 - \frac{1}{\epsilon_e(\omega, k)} \right], \quad (1)$$

где  $s_1^2(T)$  — вклад собственной упругости решетки,  $\epsilon_e(\omega, T) = 1 + V_{ee}(k) \chi(\omega, k)$  — продольная диэлектрическая проницаемость электронов,  $V_{ee}(k) = \varphi + 4\pi e^2 k^{-2}$ ,  $n_i V_{ei}(k) = -\Lambda + 4\pi e Q k^{-2}$ ,  $\Omega_{pi}^2 = 4\pi Q^2 \rho_m^{-1}$ ,  $\rho_m$  — плотность массы решетки, а  $Q$  — плотность заряда,  $\Lambda$  — деформационный потенциал. Далее из [2] имеем

$$\chi(\omega, k) = \frac{X^+(\omega, k) + X^-(\omega, k) + 4\psi X^+(\omega, k) X^-(\omega, k)}{1 + \psi [X^+(\omega, k) + X^-(\omega, k)]}, \quad (2)$$

$\varphi$  и  $\psi$  — константы ферми-жидкостного взаимодействия. Формула (1) в пределе  $\omega$  и  $k \rightarrow 0$  приводит к следующему соотношению для скорости звука в ферромагнитном металле ( $s = \omega/k$ ):

$$s^2 = v_s^2 + Q^2 / \rho_m e^2 \chi(0,0), \quad (3)$$

где  $v_s^2 = s_1^2(T) + \varphi Q^2 / e^2 \rho_m - 2Q\Lambda / |e| \rho_m$  — не зависящий от намагниченности вклад в скорость звука  $/1/$ , поляризуемость  $\chi(0,0)$  определяется формулой вида (2), в которой

$$X^\sigma(T) \equiv X^\sigma(0,0) = - \int_0^\infty d\epsilon \nu(\epsilon) \frac{\partial f_F}{\partial \epsilon} = \tilde{\nu}(\epsilon_F + \sigma \mu B - \sigma \psi M / \mu). \quad (4)$$

Здесь  $M(B,T)$  — намагниченность ферромагнетика,  $\mu$  — магнитный момент электрона,  $B$  — магнитная индукция,  $\epsilon_F$  — энергия Ферми в ферромагнетике при наличии магнитной индукции,  $\tilde{\nu}(\epsilon) = \nu(\epsilon) + (\pi kT)^2 \nu''(\epsilon) / 6$ , где  $\nu(\epsilon)$  — плотность энергетических состояний электронов.

Для слабых ферромагнетиков  $\mu B - \psi M / \mu$  мало по сравнению с энергией Ферми. Поэтому

$$X^\sigma(T) = \nu + (\pi kT)^2 \nu'' / 6 - \sigma \left( \psi \frac{M}{\mu} - \mu B \right) \nu' + \frac{\nu \nu'' - (\nu')^2}{8\nu^3} \frac{M^2}{\mu^2}, \quad (5)$$

где  $\nu = \nu(\epsilon_F)$  — плотность энергетических состояний в пренебрежении намагниченностью и магнитной индукцией. Формула (5) позволяет записать формулу (3) в виде

$$s^2 = v_s^2(T) + s_1^2 + s_2^2 F[\zeta(B,T)], \quad (6)$$

где

$$F(\zeta) = \frac{\zeta}{1 + \zeta}, \quad \zeta(B,T) = - \frac{\chi_0 B M^2(0,0)}{[M(B,T)]^3},$$

$$s_1^2 = \frac{Q^2}{2e^2 \rho_m} \frac{\nu''}{\nu \nu'' - 3(\nu')^2}, \quad \frac{s_2^2}{s_1^2} = - \frac{3(\nu')^2}{\nu \nu''}.$$

При этом в предположении  $M(B,T) \gg 2\mu^2 \nu B$  соотношение Белова — Горяги — Арротта [4,5] можно записать в виде:

$$\left[ \frac{M(B,T)}{M(0,0)} \right]^2 = 1 - \frac{T^2}{T_0^2} - \frac{2\chi_0 B}{M(B,T)}, \quad (7)$$

где использованы обозначения

$$M^2(0,0) = \frac{24\mu^2\nu^4(1+2\psi\nu)}{\nu\nu' - 3(\nu')^2}, \quad T_0^2 = \frac{6\nu(1+2\psi\nu)}{\pi^2\kappa^2\nu'}, \quad \chi_0 = \frac{\mu^2\nu}{1+2\psi\nu}.$$

Формула (6) определяет зависимость скорости звука от магнитной индукции и температуры, обусловленную изменением параметра  $\zeta(B,T)$ , которое приводит к изменению функции  $F(\zeta)$  от единицы при  $M(B,T) = 0$  и практически до нуля при  $\chi_0 BM^2(0,0) \ll [M(B,T)]^3$ . Поскольку  $s_2^2/s_1^2 \sim 1$ , а вклад  $s_1^2$  в скорость звука сравним по величине с  $s^2$ , то полученная нами в формуле (6) зависимость от температуры отвечает уменьшению скорости звука с уменьшением температуры на величину, могущую достигать десятков процентов. Такой эффект соответствует явлению инварной аномалии, наблюдавшемуся, например, в работах /6–8/. При этом в работе /6/ на базе феноменологической теории фазовых переходов было выявлено возникновение параметра  $\zeta(B,T)$  с тем отличием, что в нашем рассмотрении используется магнитная индукция, а не магнитное поле. Выявление такого параметра, естественно, связано с близостью модели электронной жидкости, применяемой к описанию слабого ферромагнетика, и феноменологической теории фазовых переходов вблизи точки перехода второго рода. Подчеркнем, что наш подход к инварной аномалии, в отличие от феноменологического, не требует введения магнитострикционных параметров. Наш подход к такому явлению имеет тем большее оправдание, чем лучше описывает закон (7) магнитные свойства слабого ферромагнетика, как например, это имеет место для сплавов Ni–Pt /9,10/.

Поступила в редакцию 9 января 1984 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Силин, ЖЭТФ, 38, № 3, 977 (1960).
2. В.И. Окулов, В.П. Силин, ФММ, 55, № 5, 837 (1983); Препринт ФИАН, № 92, М., 1982 г.; Препринт ДонФТИ-82-46, г. Донецк, 1983 г.
3. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, Под. ред. В.Л. Гинзбурга, Д.А. Киржница, "Наука", М., 1977 г.
4. К.П. Белов, А.Н. Горяга, ФММ, 2, № 1, 3 (1956).

5. A. Arrott, Phys. Rev., 108, № 6, 1394 (1957).
6. К.П. Белов, Г.И. Катаев, Р.З. Ливитин, ЖЭТФ, 37, № 4, 938 (1959).
7. Г.И. Катаев, ФММ, 11, № 3, 375 (1961).
8. Г.И. Катаев, З.Д. Сирота, ЖЭТФ, 38, № 4, 1037 (1960).
9. H.L. Alberts et al., Phys. Rev. B, 9, № 5, 2233 (1974).
10. E.P. Wohlfarth, Physica B+C, 119, № 1-2, 203 (1983).