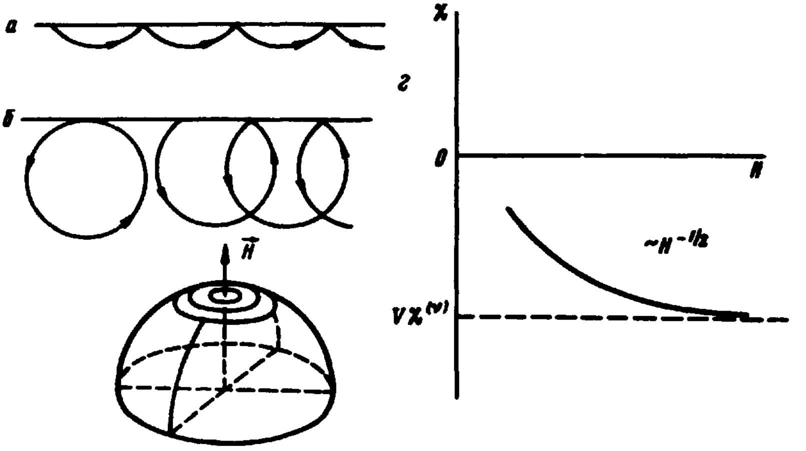
Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 597 – 599 *5 декабря 1971 г.*

ПОВЕРХНОСТНАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МЕТАЛЛОВ

С.С.Недорезов

1. Известно [1], что энергетический спектр электронов проводимости в металлической пластине, помещенной в параллельное магнитное поле **H**, существенно отличается от энергетического спектра массивного образца. Наряду с магнитными уровнями Ландау существуют [2] магнитные поверхностные уровни, обусловленные электронами, скользящими вдоль поверхности металла (см. рис. *а*). В зависимости магнитных поверхностных уровней от H имеются характерные особенности, но они оказываются несущественными [3, 4] при рассмотрении термодинамических свойств металлов. (Более подробный анализ литературы [3, 5 – 7] по данному вопросу см. в [4]).



При рассмотрении вклада магнитных поверхностных уровней в термодинамические величины необходимо, как это было показано в [3], учитывать отклонение магнитных поверхностных уровней от их квазиклассических значений. Поверхностная часть магнитного момента $M^{(s)}$ в квазиклассическом приближении записывается в виде

$$M^{(s)} = a^{(1)}_{\text{кваз}} H^{-1/3} + a^{(2)}_{\text{кваз}} H^{1/3} + \dots . \qquad (1)$$

Вычисления [4] с использованием точных значений для магнитных поверхностных уровней показали, что $a^{(1)} = 0$. Аналогично автором был вычислен следующий член в разложении (1), оказалось, что и $a^{(2)} = 0$. Таким образом, электроны, скользящие вдоль поверхности металла (рис. *а*), не вносят существенного вклада в термодинамические свойства металлов. Как будет показано ниже существенный вклад в термодинамические величины вносят электроны, касающиеся поверхности металла (см. рис. *б*).

2. В предположении квадратичного изотропного закона дисперсии $\epsilon = p^2/2m$ электронов проводимости в пластине для термодинамического потенциала $\Omega(H, T)$ в области температур $T \ll \epsilon_F$ получаем

$$\Omega(H,T) = \Omega(0,T) + \frac{1}{12\pi^2}\frac{V}{\hbar}\sqrt{\frac{\epsilon_F}{2m}}\left(\frac{eH}{c}\right)^2 \times$$

$$\times\left[1 - \frac{1}{24}\left(\frac{\pi T}{\epsilon_F}\right)^2\right]\left[1 - (4\pi)^2\beta\frac{S\ell_H}{V}\right] + \Omega_{осц}(H,T), \qquad (2)$$

где ϵ_F — уровень Ферми, e — заряд электрона, S — площадь поверхности, ограничивающей объем пластины V, $\ell_H = \sqrt{\hbar c/eH}$ — характерная магнитная длина, определяющая область локализации волновой функции электрона в магнитном поле,

$$\beta = \frac{3}{8\pi^4}\left[\frac{2^{3/2}-1}{4}\zeta\left(\frac{5}{2}\right) + \pi^{1/6}\left(\frac{2}{3}\right)^{1/3}\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)\times\right.$$

$$\left.\times\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k^{5/2}}\sin\left(\frac{\pi k}{2}+\frac{\pi}{12}\right)\right] = 0{,}78\cdot 10^{-2}, \qquad (3)$$

$\Omega_{осц}(H, T)$ — осциллирующая с изменением H часть термодинамического потенциала.

Ограничиваясь рассмотрением плавной части в зависимости термодинамических величин от H (анализ осцилляций термодинамических величин см. в [3, 1]), магнитную восприимчивость χ удобно записать в виде

$$\chi = V\chi^{(v)} + S\chi^{(s)}. \qquad (4)$$

Поскольку $\chi = -\partial^2\Omega/\partial H^2$, из (2) и (4) получаем

$$\chi^{(v)} = -\frac{1}{6\pi^2}\frac{e^2}{\hbar c^2}\sqrt{\frac{\epsilon_F}{2m}} \qquad (5)$$

и

$$\chi^{(s)} = \beta\left(\frac{e}{c}\right)^{3/2}\sqrt{\frac{\epsilon_F}{2m\hbar}}\,H^{-1/2}, \qquad (6)$$

где $\chi^{(v)}$ — диамагнитная восприимчивость Ландау [8] в случае массивного металла, а $\chi^{(s)}$ — поверхностная часть магнитной восприимчивости. Аналогичные выражения получаются из (2) для теплоемкости $C = -T\partial^2\Omega/\partial T^2$.

Приведенные выше формулы (2) — (6) имеют место в магнитных полях $H \gg H_c$, где $H_c = \hbar c/eL^2$ — напряженность поля, при котором $\ell_H = L$. Для пластин толщиной $L \sim 10^{-3}$ *см*, $H_c \sim 0{,}1$ *э*. В слабых полях $H \lesssim H_c$ магнитная восприимчивость χ имеет более сложную зависимость от L и ее нельзя представить в виде суммы двух слагаемых, пропорциональных, соответственно, объему V и площади граничной поверхности S.

Поверхностная часть магнитной восприимчивости $\chi^{(s)}$ определяется в основном электронами, касающимися граничной поверхности металла и находящимися вблизи опорных точек на поверхности Ферми (рис. 'в). Поскольку расстояние между квантовыми уровнями энергии $\Delta\epsilon_H << \epsilon_F$, оказываются существенными большие квантовые числа, так что при вычислении можно воспользоваться квазиклассическим приближением для энергетического спектра. Квантовый энергетический спектр электронов проводимости определяется в предположении зеркальности отражения электронов границей образца. Условие зеркальности является достаточно эффективным, так как основной вклад в рассматриваемый эффект вносят электроны, касающиеся поверхности металла и имеющие, таким образом, достаточно большую длину волны, соответствующую движению электрона вдоль нормали к поверхности металла.

Полученная в работе величина $\chi^{(s)}$ описывает вклад граничной поверхности металла в диамагнетизм Ландау (см. рис. г). В то время как при вычислении парамагнитной восприимчивости металлов наличие границы металла приводит к появлению дополнительных слагаемых порядка λ_F/L (см. [9], λ_F – фермиевская длина волны электрона), в случае диамагнетизма Ландау влияние границы оказывается более существенным и обусловливает возникновение дополнительных слагаемых порядка.

$$S\chi^{(s)}/V\chi^{(v)} \sim (H_c/H)^{1/2}.$$

В заключение приношу глубокую благодарность И.М.Лифшицу и М.И.Каганову за ценные дискуссии и ряд критических замечаний, оказавшихся весьма существенными при выполнении данной работы.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
11 октября 1971 г.

Литература

[1] А.М.Косевич, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 29, 743, 1955.

[2] И.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 212, 1960.

[3] И.М.Лифшиц, А.М.Косевич. ДАН СССР, 91, 795, 1953.

[4] С.С.Недорезов. ЖЭТФ, 60, 1938, 1971.

[5] M.C.Steel. Phys. Rev., 88, 451, 1952.

[6] R.B.Dingle. Proc. Roy. Soc., A219, 463, 1953.

[7] Л.А.Фальковский. Письма в ЖЭТФ, 11, 181, 1970.

[8] L.Landau. Zs. Phys., 64, 629, 1930.

[9] С.С.Недорезов. ЖЭТФ, 51, 868, 1966.