

АНОМАЛИИ МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ МЕТАЛЛА В УСЛОВИЯХ ЭФФЕКТА ШЕНБЕРГА

В.Н.Балаев, В.И.Окулов, Е.А.Памятных

Показано, что при нарушении условия устойчивости намагниченности электронного газа в пиках квантовых осцилляций дифференциальной восприимчивости из-за магнитострикции может проявляться резкое уменьшение модулей упругости металла.

Амплитуда квантовых осцилляций магнитной восприимчивости металла χ в эффекте де Гааза-ван Альфена может достигать столь больших значений, что в максимумах нарушается условие устойчивости $1 - 4\pi\chi > 0$ и возникают скачки намагниченности в зависимости от магнитного поля и "диамагнитные" домены [1, 2]. В настоящем сообщении показано, что вблизи точек неустойчивости из-за связи намагниченности электронов с решеткой могут проявляться аномалии модулей упругости металла. Хотя влияние магнитострикции на квантовые осцилляции модулей упругости ранее рассматривалось [3], однако принятый в работе [3] подход не позволил выявить предсказываемый здесь эффект.

Происхождение этого эффекта связано с тем, что в квантующем поле B добавочное неоднородное поле $b(r)$ приводит к перераспределению плотности электронов, т. е. к появлению добавки $\delta N(r) = (\partial N / \partial B) b(r) = (-\partial N / \partial \zeta) (\partial \zeta / \partial B) b(r)$ к исходной концентрации N (ζ — химический потенциал электронов). С другой стороны, локальные плотности заряда электронов и решетки связаны условием электронейтральности:

$$\delta N(r) - Q \operatorname{div} u(r) = 0, \quad (1)$$

где $Q = -eN$ — плотность заряда недеформированной решетки, $u(r)$ — вектор смещения. Поэтому поле $b(r)$ приводит к деформации металла, и, следовательно, магнитное упорядочение системы электронов в эффекте Шенберга должно сопровождаться перестройкой решетки.

Для получения формулы, описывающей осцилляции тензора модулей упругости, примем упрощенную модель, не учитывающую деформационного механизма взаимодействия электронов с решеткой; более полное рассмотрение не приводит к изменению основных выводов качественного характера. В такой модели электронная часть силы упругости обусловлена самосогласованным электростатическим полем, вызванным деформацией. Потенциал поля ϕ определяется уравнением (1), в котором следует учесть соответствующее изменение δN , полагая

$$\delta N = -\frac{\partial N}{\partial \zeta} e\phi + \frac{\partial N}{\partial B} b \equiv -N_{\zeta} \left(e\phi + \frac{\partial \zeta}{\partial B} b \right), \quad (2)$$

где поле b теперь находится из уравнений

$$\operatorname{rot} b = 4\pi \operatorname{rot} \delta M = 4\pi \operatorname{rot} \left\{ -\frac{\partial M}{\partial \zeta} e\phi + \frac{\partial M}{\partial B} b \right\}; \quad \operatorname{div} b = 0, \quad (3)$$

M — намагниченность электронов. Находя потенциал из системы (1) — (3), получим силу, действующую на решетку

$$F = -Q \nabla \phi = eN \nabla \phi = (N^2/N_\zeta) \Delta u - N \nabla \left(\frac{\partial \zeta}{\partial B} b \right), \quad (4)$$

которая определяет электронную часть модулей упругости. Первый член в правой части выражения (4) связан с обычным вкладом электронов в модуль сжатия, а второй член обусловлен изменением намагниченности M при деформации. Исключая потенциал ϕ , уравнение для поля b можно привести к виду

$$\operatorname{rot} \{ (1 - 4\pi \chi) b \} = -4\pi \operatorname{rot} \left\{ \frac{\partial M}{\partial \zeta} \frac{N}{N_\zeta} \operatorname{div} u \right\}, \quad (5)$$

где $\chi = \partial M / \partial B + (\partial M / \partial \zeta) (\partial \zeta / \partial B) \equiv \chi_B + \chi_\zeta$ — восприимчивость электронов с учетом изменения химпотенциала в магнитном поле. Из этого уравнения вытекает, что при малых значениях восприимчивости ($\chi \ll \ll 1/4\pi$) магнитострикционный вклад в силу F сравнительно мал из-за малости величины $4\pi \chi_\zeta$ по сравнению с единицей; основной вклад в квантовые осцилляции модулей упругости вносит при этом плотность состояний N_ζ . С другой стороны, в условиях эффекта Шенберга вблизи точек неустойчивости намагниченности (когда $4\pi \chi \approx 1$) поле b возрастает, обеспечивая "размягчение" решетки.

Для металла со сферической поверхностью Ферми аномалия проявляется в квантовых осцилляциях скорости s продольного звука, распространяющегося поперек поля B . С помощью соотношений (4) и (5) получим:

$$s^2 = \frac{N^2}{\rho_m N_\zeta} \left(1 + \frac{4\pi \chi_\zeta}{1 - 4\pi \chi} \right) \approx \frac{N^2}{\rho_m g} \left[1 - \frac{\Delta}{\gamma (1 - 4\pi \kappa \gamma^3 \Delta)} \right], \quad (6)$$

где ρ_m — массовая плотность решетки, а у величин N_ζ , χ_ζ и χ выделены осциллирующие части с помощью асимптотического разложения по отношению циклотронного кванта $\hbar \Omega$ к энергии Ферми E_F :

$$N_\zeta = g \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma} \right); \quad \chi = \kappa \gamma^3 \Delta; \quad \chi_\zeta = -\kappa \gamma^2 \Delta^2; \quad (7)$$

$$\Delta = -2\theta e^{-\theta} \cos \pi \left(\gamma^2 - \frac{1}{4} \right) \cos \pi \frac{\Omega}{\Omega_0}; \quad (8)$$

$\gamma = (2E_F/\hbar\Omega)^{1/2}$, $\hbar\Omega_0$ — энергия спинового расщепления, $\theta = 2\pi^2 T/\hbar\Omega$, T — температура в энергетических единицах. Формула (8) для осциллирующей функции Δ получена в предположении, что $\theta \sim 1$. Неустойчивость намагниченности появляется в точках, для которых $4\pi\kappa\gamma^3\Delta \approx 1$; с приближением к таким точкам электронная часть скорости звука s согласно формуле (6) стремится к нулю.

Приведенные выше результаты можно получить и чисто термодинамическим путем, если найти тензор напряжений дифференцированием термодинамического потенциала электронов в магнитном поле по тензору деформации. При этом следует использовать термодинамический потенциал в переменных ζ, M (с учетом слагаемого $2\pi M^2$, см. [1, 2]), учитывая зависимость от тензора деформации величин ζ и B (при постоянном H), а также зависимость $\zeta(B)$.

В заключение отметим, что в силу неравенства $\chi_\zeta \ll \chi$ (см. (7)) наблюдение предсказываемой аномалии в зависимости модулей упругости от магнитного поля возможно в достаточной близости к точкам неустойчивости.

Институт физики металлов
Академии наук СССР
УНЦ

Поступила в редакцию
28 ноября 1977 г.

Уральский
государственный университет
им. А.М.Горького

Литература

- [1] D. Shoenberg. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A255**, 85, 1962; A. B. Pippard. *Proc. Roy. Soc.*, **A272**, 192, 1963; J. H. Condon. *Phys. Rev.*, **145**, 526, 1965.
- [2] И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов. *Электронная теория металлов*, М., изд. Наука, 1971, § 20.
- [3] L. R. Testardi, J. H. Condon. *Phys. Rev.*, **B1**, 3928, 1970.