

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ЭФФЕКТ ДЕ ГААЗА – ВАН АЛЬФЕНА

Р.Г. Мини

Электропроводность металла в магнитном поле, как известно, есть сумма плавной и осциллирующей частей. Осцилляции проводимости в магнитном поле носят название эффекта Шубникова – де Гааза и теоретически были рассмотрены в работах [1]. Полученные там квантовые осцилляции проводимости в магнитном поле H_0 , для наблюдения которых необходимо выполнение условий: $\mu H_0 \ll \epsilon_0$, $\pi^2 T < \mu H_0$, пропорциональны величине $\partial \Delta M_z / \partial H_0$ (ось $z \parallel H_0$) а амплитуда осцилляций порядка $\Delta \sigma_{ik}^{(KB)} \sim \sigma_{ik}^{(KL)} (\mu H_0 / \epsilon_0)^{1/2}$, где $\mu = e\hbar/2m^*c$ – эффективный магнетон Бора, ϵ_0 – энергия Ферми. При этом не учитывалось различие между магнитной индукцией внутри металла и магнитным полем, хотя на самом деле все кинетические и термодинамические характеристики металла в магнитном поле зависят от индукции B [2]. Например, классическая часть сопротивления металла, у которого число "дырок" равно числу "электронов", $\rho_{\alpha\beta} \sim B^2$ ($\alpha, \beta = x, y; z \parallel H_0$) [3]. Индукция же, при соответствующих граничных условиях, является осциллирующей функцией от внешнего магнитного поля. Это обстоятельство приводит к дополнительному осциллирующему члену в проводимости, связанному с непосредственным влиянием эффекта де Гааза-ван Альфена на сопротивление. Действительно, если внешнее магнитное поле параллельно поверхности, то в силу граничных условий $H_0 = H$, а индукция в образце равна: $B = H + 4\pi M(B) = H_0 + 4\pi M(B)$. В этом случае осциллирующая добавка к проводимости пропорциональна ΔM_z , и ее амплитуда порядка

$$\Delta \sigma_{ik}^{(\Gamma.A.)} \sim \sigma_{ik}^{(KL)} \frac{\Delta M_z}{H_0} \sim \sigma_{ik}^{(KL)} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_0}{\mu H_0}\right)^{1/2}.$$

Указанный нами осцилляционный член будет доминирующим в соответствующей части проводимости, если

$$\Delta \sigma_{ik}^{(\Gamma.A.)} / \Delta \sigma_{ik}^{(KB)} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_0}{\mu H_0} \gtrsim 1.$$

Это неравенство хорошо выполняется в сравнительно слабых полях, которые в свою очередь требуют низких температур ($T \sim 0,1^\circ \text{K}$). Например, для металла, у которого число "дырок" равно числу "электронов", дополнительный осциллирующий член в сопротивлении $\Delta \rho_{\alpha\beta}^{(\Gamma.A.)} \sim 2B \Delta M_z$. Если внешнее поле перпендикулярно поверхности образца, то, в силу граничных условий, индукция внутри металла равна внешнему магнитному полю $B = H_0$, и осцилляции сопротивления совпадают с полученными в работах [1]. Таким образом, рассмотренный эффект непосредственного влияния

нения осцилляций магнитного момента на сопротивление зависит от направления поля по отношению к поверхности. При этом максимальная амплитуда указанных осцилляций сопротивления достигается в параллельном поле.

Если $\chi = 4\pi \frac{\partial M}{\partial B} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_0}{\mu H_0}\right)^{3/2} \geq 1$, то, как известно, однородно намагниченное состояние становится термодинамически неустойчивым [4]. При некотором $H_0^{(i)}(T)$ ($i = 1, \dots, N(T)$) возникает возможность сосуществования двух фаз с разными значениями индукции $B_1(H_0^{(i)}, T)$ и $B_2(H_0^{(i)}, T)$ и равными значениями свободной энергии. Аналогичная ситуация повторяется через $\Delta H_0(H_0, T)$, которые слабо зависят от H_0 . Происходит фазовый переход первого рода (если, конечно, поверхностная энергия границы раздела фаз положительна). При этом мо-

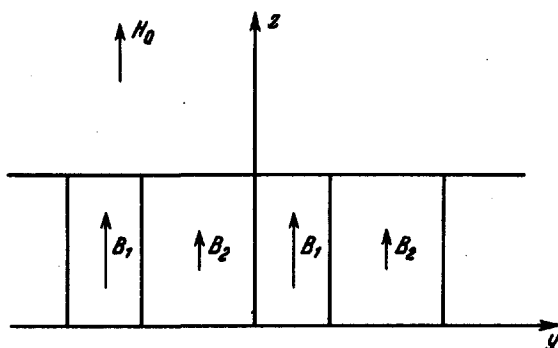


Рис.1

жет возникнуть доменная структура, которая полностью определяется граничными условиями [4]. В области $(v/c)^2 \epsilon_0 / \mu H_0 > 1$ (1) осциллирующая часть проводимости пропорциональна ΔM_z , а в области $(v/c)^2 \epsilon_0 / \mu H_0 < 1$, $\chi \geq 1$ (2) — величине $\partial \Delta M_z / \partial H_0$. Если внешнее поле параллельно поверхности бесконечного цилиндра, доменная структура не возникает. Поэтому проводимость есть периодическая функция поля H_0 , разрывная в точках $H_0^{(i)}(T)$ как в области (1), так и в области (2) [4]. Если внешнее поле перпендикулярно поверхности бесконечной плоско-параллельной пластинки, то возникают домены, стенки которых параллельны оси z и перпендикулярны оси y (см. рис. 1) с концентрацией $C(B_1) = (B_2 - H_0) / (B_2 - B_1)$ (концентрация находится из граничного условия $\bar{B} = H_0$). Пусть $\ell \ll d$, $\delta \ll d$, где ℓ — длина свободного пробега, δ — ширина стенки домена, d — размер домена. Тогда для компонент σ_{xx} и σ_{zz} имеет смысл говорить о $\bar{\sigma}_{ik}$, введенном по формуле:

$$\bar{\sigma}_{ik} = C(B_1) \sigma_{ik}(B_1) + (1 - C(B_1)) \sigma_{ik}(B_2), \quad (3)$$

так как в рассматриваемом приближении мы имеем просто параллельное соединение "проводников" с $\sigma_{ik}(B_1)$ и $\sigma_{ik}(B_2)$. По той же причине

удобно ввести и $\bar{\rho}_{yy}$, определяемое по формуле (3), поскольку в этом случае мы имеем последовательное соединение "проводников". Это приводит к тому, что $\bar{\sigma}_{xx}^{(кл)} = \sigma_{xx}^{(кл)}(H_0)$;

$$\Delta \bar{\sigma}_{xx} = C(B_1) \Delta \sigma_{xx}(B_1) + (1 - C(B_1)) \Delta \sigma_{xx}(B_2),$$

т.е. разрывна производная по магнитному полю в точках $H_0^{(i)}(T)$ [4].

Аналогичные формулы имеют место и для остальных компонент.

Обратим также внимание на то, что в случае расслоения на домены приложенное внешнее электрическое поле внутри металла перераспределяется и станет неоднородным. В рассмотренном нами приближении легко найти указанное перераспределение поля, а именно

$$E_y(y) = \begin{cases} E_y(B_1) & \text{при } B = B_1 \\ E_y(B_2) & \text{при } B = B_2 \end{cases},$$

где (в силу уравнения непрерывности $j_y = \text{const}$) для $E(B_1)$ и $E(B_2)$ имеем следующую систему уравнений:

$$\sigma_{yy}(B_1) E_y(B_1) = \sigma_{yy}(B_2) E_y(B_2); \quad C E_y(B_1) + (1 - C) E_y(B_2) = \bar{E}_y = L^{-1} \Delta \phi,$$

где L — размер образца, а $\Delta \phi$ — разность потенциалов на его концах. Отметим в заключение, что эффекты, аналогичные рассмотренным выше, имеют место и для остальных кинетических коэффициентов металла в магнитном поле.

Автор глубоко признателен М.Я. Азбелю за ценные дискуссии.

Институт
теоретической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
13 июня 1967 г.

Литература

- [1] И.М. Лифшиц. ЖЭТФ, 30, 814, 1956; И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. ЖЭТФ, 33, 88, 1957; E.N. Adams, T.D. Holstein. J. Phys. Chem. Solids, 10, 254, 1959; А.М. Косевич, В.В. Андреев. ЖЭТФ, 38, 882, 1960.
- [2] D. Shoenberg. Phil. Trans. Roy. Soc. (London), A255, 85, 1962.
- [3] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. ЖЭТФ, 30, 220, 1956.
- [4] I.H. Condon. Phys. Rev., 145, 526, 1966.