Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 269 – 272 *5 марта 1970г.*

КИНЕТИЧЕСКИЙ ДИА- И ПАРАМАГНЕТИЗМ

Л.Э.Гуревич

Проводящая среда в неравновесном состоянии, например, при наличии градиента температуры или электрического поля, или конвективного движения обладает особыми магнитными свойствами. В зависимости от механизма рассеяния носителей тока и величины внешнего поля, последнее может либо уменьшаться внутри этой среды так, что существует характерная длина, играющая роль глубины проникновения магнитного поля, либо, наоборот, магнитное поле может быть сильным в глубине среды и ослабляться при приближении к ее поверхности.

Если имеется градиент температуры ∇T, перпендикулярный магнитному полю H, то возникает термоэдс Нернста, которая может создать электрический ток, приводящий к кинетическому диа- или парамагнетизму. В небесных телах с радиальным градиентом температуры магнитное поле, имеющее направление оси вращения, создает азимутальные электрические токи и результирующее магнитное поле нарастает наружу.

Рассмотрим цилиндр радиуса R и длины $L \gg R$ во внешнем магнитном поле $H = H_z$ параллельном оси цилиндра. Пусть в направлении цилиндрического радиус-вектора r имеется аксиальносимметричный градиент температуры ∇T, не зависящий от r и z.

Тогда в цилиндре возникает ток плотности j и

$$\frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \mathrm{H} = \sigma \mathrm{E} + \sigma_1 [\mathrm{EH}] - \beta \nabla T - \beta_1 [\nabla \mathrm{T} \mathrm{H}]. \qquad (1)$$

Так как $j_r = 0$, то $E_r = \dfrac{\beta}{\sigma} \nabla T$ и азимутальный ток Нернста и Холла

$$j_\phi = \frac{\sigma_1 \beta - \sigma \beta_1}{\sigma} [\nabla \mathrm{TH}]_\phi .$$

Уравнение (1) имеет решение, в котором $H_r = H_\phi = 0$, так что

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} \Lambda \nabla T H_z = \frac{H_z}{\delta}; \quad \Lambda = \frac{\sigma_1 \beta - \sigma \beta_1}{\sigma}; \quad \delta = \frac{c}{4\pi \Lambda \nabla T}.$$

В слабом магнитном поле $\Omega \tau = \dfrac{H}{H_c} \ll 1$ (Ω и τ циклотронная частота и время релаксации электронов, $H_c = \dfrac{mc}{e\tau}$) Λ не зависит от магнитного поля и

$$H_z = H_{z_0} \exp r/\delta . \qquad (2)$$

Если $\dfrac{\partial T}{\partial r} < 0$, то при $\Lambda < 0$ магнитное поле убывает внутрь. Проводник в этом случае обладает "кинетическим диамагнетизмом" и обнаруживает своеобразный эффект Майснера – выталкивание магнитного поля наружу. При $\Lambda > 0$ обнаруживается "кинетический парамагнетизм" и магнитное поле усиливается вглубь проводника.

В обратном предельном случае сильного магнитного поля $H \gg H_c$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} \frac{1}{H_c} = \frac{H_c}{\delta H_z}; \qquad H_z^2 = H_c^2 [1 + \frac{2}{\delta}(r - r_c)] . \qquad (3)$$

Усиление и ослабление магнитного поля происходит не экспоненциально, а медленнее $\sim \sqrt{r - r_c}$. (Последнее выражение имеет лишь ограниченную применимость, так как усиление магнитного поля приводит к тому, что оно становится квантующим и δ принимает другие значения. В среде, в которой магнитное поле проходит через значение H_c, необходимо сшивать решения (2) и (3)).

Рассмотрим зависимость величины Λ от механизма рассеяния. Пусть $\tau \sim v^k$. а) Для невырожденных электронов при $k = 2n$ и $k = 2n + 1$ находим соответственно Λ в случае слабого магнитного поля

$$\Lambda = -\frac{2^n n(4n+3)!!}{(2n+3)!!}\frac{\sigma\tau}{mc}\ ; \quad \Lambda = -\frac{(2n+1)(4n+5)!!\sqrt{\pi}}{8(n+2)!}\frac{\sigma\tau}{mc}$$

и в случае сильного магнитного поля

$$\Lambda = 2^{\frac{-3n}{n-1}}(3-2n)!!\frac{\sigma\tau}{mc}\ ; \quad \Lambda = -\frac{3(2n+1)\sigma\tau}{4(1-n)mc}\ .$$

в) Для вырожденных электронов в слабом магнитном поле $\Lambda = -k\frac{\pi^2}{3}\frac{T}{\zeta}\frac{\sigma\tau}{mc}$, а в сильном магнитном поле $\Lambda = -k\frac{\pi^2}{6}\frac{T}{\zeta}\frac{\sigma\tau}{mc}$. Знаки k и Λ противоположны.

Для вырожденных электронов в слабом поле

$$\delta = -\frac{ne^2c^2}{4\pi\sigma^2}\frac{\zeta}{T}\frac{1}{\nabla T}\ .$$

При наличии сильного увлечения электронов фононами коэффициент β и β_1 могут резко увеличиться. Так обстоит дело, например, в случае полуметаллов. В сурьме [1] коэффициент Нернста при гелевых температурах возрастает вследствие увлечения примерно в 400 раз. Если взять возрастание в 100 раз и при $T \approx 4°$К и $\nabla T \approx 0{,}1°$К ($\sigma \approx 4{,}5\cdot 10^{19}$ $сек^{-1}$ [2]) $\delta \approx 10^{-2}$ *см*. В цилиндре радиуса 0,6 *см* магнитное поле может возрасти на 4 порядка. Это возрастание имеет место пока $H < H_c \approx 30$ *э*. Так как при гелиевых температурах преобладает рассеяние на акустических фононах [1], поэтому при $\partial T/\partial r > 0$ поле нарастает наружу. Аналогичный эффект возможен и в других полуметаллах.

Во внутренних областях Солнца $T \approx 10^{-11}$ *эрг* и $n \approx 10^{18}$ $см^{-3}$ отношение $\frac{\delta}{L} \approx 1$, где $L \approx \left|\frac{T}{\nabla T}\right|$ – длина неоднородности.

Если вместо ∇T по радиусу приложено электрическое поле E_r, то $E_r = E_0\frac{r_0}{r}$ ($E_0 = E_r$ при $r = r_0$, r_0 – внутренний радиус цилиндра) и

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma_1}{c}\frac{E_0 r_0}{r}H_z\ .$$

(Можно показать $H_{r_1}\ H_\phi << H_z$). Тогда

$$H_z(r) = H_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^a\ ; \qquad a = \frac{4\pi}{c}\sigma_1 E_0 r_0\ .$$

Полагая $\sigma_1 = \sigma_0 \dfrac{er}{mc}$; $2\pi r_0 \sigma_0 E_0 = I_0$ радиальный ток на единицу длины находим $a = 2 I_0 / c H_c$. В антимониде индия $H_c \approx 300$ э, а в металлах на порядок больше; в импульсном режиме возможен ток, при котором $a \gtrsim 2$ и при

$$\frac{R}{r_0} \approx 3 ; \qquad \frac{H}{H_0} \gtrsim 10 .$$

При $H > H_c$ и носителях одного знака

$$\sigma_1 = \frac{nec}{H} ; \qquad H = \sqrt{H_0^2 + b \ln \frac{r}{r_0}} ; \qquad b = 8\pi n e E_0 r_0^2 .$$

Знак изменения магнитного поля при наличии радиального тока определяется знаком константы Холла, то есть знаком заряда преобладающих носителей.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 февраля 1970 г.

Литература

[1] Н.А.Редько, С.С.Шалыт, ФТТ, 10, 1557, 1968.

[2] J.R.Long, G.G.Grenier, J.M.Reynolds. Phys. Rov., 140A, 187, 1965.