Письма в ЖЭТФ

Т. 9 *1969* *Вып. 1*

18, 24

МАГНЕТИЗМ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

П.М.Меднис

В данной работе рассматривается магнетизм электронного газа, находящегося в однородном постоянном магнитном поле **B** и переменном электрическом поле $E = E_0 \cos \omega t$, где E_0 – амплитуда ω – частота, причем $E \perp B$.

Пусть H – гамильтониан системы электронов с концентраций n. Тогда в естественной системе координат намагниченность равна

$$M = -\frac{1}{V}\mathrm{Sp}\left(\frac{\partial \hat{H}}{\partial B}\rho\right), \tag{1}$$

где V – объем системы, ρ – матрица плотности, удовлетворяющая уравнению Неймана с гамильтонианом $\hat{H}$. Решая уравнение Неймана и подставляя ρ в уравнение (1) получаем после усреднения по времени

$$M = M_0 - \frac{e^3 n}{2m^2 c}\,\frac{\omega_c}{(\omega_c^2 - \omega^2)^2}\,E_0^2, \tag{2}$$

где $e > 0$ – модуль заряда электрона, m и c – масса электрона и скорость света, а $\omega_c = eB/mc$ – циклотронная частота, M_0 – намагниченность [1] при $E_0 = 0$. Из уравнения (2) для дифференциальной магнитной восприимчивости χ имеем

$$\chi = -\frac{\mu_0 n}{B}\,\frac{\omega^2 + 3\omega_c^2}{\omega^2 - \omega_c^2}\,\frac{E_0^2}{E_{\text{кр}}^2}, \tag{3}$$

где $\mu_0 = e\hbar/2mc$ – магнетон Бора, а критическое поле

$$E_{\text{кр}} = \frac{|\omega_c^2 - \omega^2|}{\omega_c^2}\,\frac{\hbar\omega_c}{e r_0}; \quad r_0 = (c\hbar/eB)^{1/2}. \tag{4}$$

Как видно из уравнений (2) и (3), намагниченность и дифференциальная магнитная восприимчивость имеют резонанс при $\omega_c = \omega$. Если

$\omega > \omega_c$, то $\chi < 0$. При $\omega < \omega_c$, $\chi > 0$. Следует отметить, что хотя χ и меняет знак, намагниченность и обычная восприимчивость всегда отрицательны, т.е. электронный газ диамагнитен также и в присутствии электрического поля.

Оценим теперь величину χ для полупроводников типа InSb, для которых $m \sim 10^{-2} m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. Для полей $B = 10^4$ *гс* и концентрациях $n = 10^{17}$ $см^{-3}$, а также при частотах $\omega \sim \omega_c = 1{,}8 \cdot 10^{13}$ $сек^{-1}$ имеем

$$\chi \sim 10^{-5} (E_0 / E_{кр})^2, \qquad E_{кр} = 3 \cdot 10^3 \ в/см. \tag{5}$$

Для полей $E_0 = 10^4$ *в/см*, которые сейчас легко получить в импульсе, например, с помощью лазера на CO_2 ($\lambda = 10{,}6$ *мк*) величина $\chi \sim 10^{-4}$, а соответствующая величина намагниченности $M \approx 1$ *гс*. Для сравнения напомним, что типичная величина M_0, наблюдаемая экспериментально $\sim 10^{-2}$ *гс*. В резонансе M увеличивается в $(\omega_c \tau)^4$ раз, где τ – время релаксации. Однако практически такого увеличения получить нельзя ввиду поглощения излучения.

Полученные выражения (2) и (3) являются точными по электрическому полю, если последнее однородно. Любопытно, что добавка к M_0 в уравнении (2) не содержит постоянной Планка, т.е. является классической величиной. Если электрическое поле неоднородно, то к уравнениям (2) и (3) добавляются члены, зависящие от волнового вектора поля, которые уже содержат постоянную Планка.

Оставляя обсуждение этих членов в стороне, ввиду их малости, отметим, что наличие классического вклада не является странным и не противоречит известной теореме Бора – Ван – Левена, утверждающей, что в системе электронов твердого тела отсутствует классический магнитный момент. Дело в том, что эта теорема справедлива для систем находящихся в статистическом равновесии. В присутствии же электрического поля состояние не является статистически равновесным. Наконец, полученные формулы справедливы в пределе, когда влиянием границ тела можно пренебречь. Соответствующие условия применимости имеют вид:

$$\epsilon_F << \frac{\hbar^2}{2m} \frac{R^2}{r_0^4}, \quad \hbar\omega << \frac{\hbar^2}{2m} \frac{R^2}{r_0^4}, \tag{6}$$

где ϵ_F – энергия Ферми, а R – характерный размер тела.

В заключение благодарю Л.Н.Булаевского и В.М.Файна за ценные дискуссии.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
4 ноября 1968 г.

Литература

[1] И.М.Лифшиц, М.И.Каганов. УФН, 78, 411, 1962.