

ОБ АНОМАЛИХ ЭЛЕКТРОННОЙ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПЛАСТИН

М. И. Каганов, С. С. Недорезов

Предсказаны квазипериодические не зависящие от температуры осцилляции диамагнитной восприимчивости пластин, обрванные электронами, орбиты которых касаются обеих границ пластины. Расчет произведен в одноэлектронном приближении зонной теории.

Для пластины толщиной L теоретически исследована зависимость диамагнитной восприимчивости χ от магнитного поля H , параллельного границам пластины. Расчет произведен в рамках одноэлектронного приближения зонной теории в квазиклассическом приближении. Предсказано существование своеобразных квазипериодических осцилляций χ , слабо зависящих от температуры. За осцилляции ответственны внутренние (не фермиевские) электроны. Осцилляции должны наблюдаться не только в металлах, но и в диэлектриках с достаточно широкими зонами.

Квантование энергии электронов в магнитном поле приводит к сложной зависимости от магнитного поля термодинамического потенциала Ω электронного газа. Ограничиваясь квазиклассическим приближением (см. ниже), можно сказать, что каждая квантованная орбита электрона дает вклад в Ω , содержащий периодическую функцию с аргументом $cS / e\hbar H$, где $S = S(\epsilon, p_x, p_z)$ — площадь внутри орбиты, описанной электроном с энергией ϵ и проекциями импульса p_x и p_z в импульсном пространстве (или ее часть, помещающаяся в пластине). Выбор осей: $H_z = H, H_x = H_y = 0$; ось y перпендикулярна границам пластины, занимающей полосу $0 < y < L$. Суммирование (интегрирование) по всем орбитам приводит к тому, что в осциллирующую часть Ω (обозначим ее $\delta\Omega$) вносят вклад орбиты электронов с энергией, равной фермиевской и с экстремальной площадью S , т.е. те, для которых $\partial S / \partial p_z = 0$ (эффект де Гааза — ван Альфена, наблюдающийся у металлов и вырожденных полупроводников [1]). В случае пластин, однако, кроме отмеченных орбит, вклад в $\delta\Omega$ также дают орбиты, касающиеся обеих границ пластины и, естественно, удовлетворяющие условию квантования

$$S(\epsilon, p_z) = (2\pi\hbar e H / c) (n + 5/6), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Опущенное в записи формулы (1) значение p_x , определяющее положение орбиты в координатном пространстве, выбрано из условия касания к двум границам пластины; постоянная $5/6$ получена благодаря анализу квазиклассического движения электрона по орбитам, близким к касающимся. Этому вопросу, как и выводу зависимости $\Omega(H)$ будет посвящена подробная статья¹⁾.

¹⁾ Анализ плавной зависимости $\Omega(H)$ см. в [2].

Отметим только: при расчете предполагалось, что электрон зеркально отражается от границы пластины. Так как нас интересуют касающиеся орбиты, то это предположение оправдано (см. [3]).

В случае квадратичного закона дисперсии из совместности условий квантования (1) и касания

$$D_{\text{кас}}(\epsilon, p_z) = L e H / c \quad (2)$$

(D — размер орбиты вдоль p_x) следует, что аргумент периодической части равен $\pi L^2 e H / 4 \hbar c$ и вообще не зависит от энергии. Это означает, что $\delta \Omega$ содержит периодическую функцию с периодом

$$\Delta H = 8 \hbar c / e L^2. \quad (3)$$

Так как период не зависит от энергии, то ясно, что в этих осцилляциях принимают участие все электроны, максимальный (по p_z) диаметр орбиты которых больше толщины пленки, а центры расположены на $y = (1/2)L$. Физический смысл периодической зависимости в данном случае особенно прост: с изменением H на ΔH изменяется на единицу число квантов магнитного потока внутри касающейся орбиты.

Квазиклассическое приближение справедливо, если

$$8 \hbar c / e L^2 \ll H \lesssim 2 \pi \hbar c / a e L; \quad L \gg a; \quad (4)$$

a — межатомное расстояние. Ограничение на H сверху — условие того, что размер замкнутой орбиты в импульсном пространстве не превосходит размеров ячейки обратной решетки $2 \pi \hbar / a$.

Оценка амплитуды осцилляций показывает, что $\delta \chi \approx \chi_L (H / \Delta H)^{4/3}$, где χ_L — диамагнитная электронная восприимчивость Ландау [4]. Согласно (4) $\delta \chi \gg \chi_L$, что, по-видимому, делает эффект наблюдаемым.

Особая простота эффекта в случае квадратичного закона дисперсии обусловлена тем, что S и D зависят от одной и той же комбинации ϵ и p_z . Для произвольного закона дисперсии это, конечно, не так. Вся картина осцилляций усложняется. Условие (1), записанное для экстремальной (по p_z) площади S и условие касания (2) определяют значения энергии электронов, которые участвуют в рассматриваемых здесь осцилляциях. Вместо строго периодической зависимости, как в случае квадратичного закона дисперсии, $\delta \chi$ — сложная осциллирующая функция магнитного поля; период только по порядку величины совпадает с ΔH ($\delta \chi = \sum A_j(H) |n| 2 \sin[(c S_{\text{max}}(\epsilon_j) / 2 \hbar e H) - (5 \pi / 6)]$, значение амплитуды $A_j(H)$ мы не выписываем). По-прежнему осцилляции определяются не фермиевскими электронами¹⁾.

В заключение отметим: 1) так как предсказываемые осцилляции определяются глубинными электронами, то их амплитуда практически не зависит от температуры; 2) описанный здесь эффект должен наблюдаться не только на металлических пластинах, но и на диэлектрических, если к заполненным зонам применимо одноэлектронное приближение;

¹⁾ Роль открытых траекторий требует отдельного рассмотрения.

3) исследование на пластинах, по-видимому, дает возможность определить *структуру основного состояния зонных электронов* кристаллов.

Авторы пользуются случаем поблагодарить И.М.Лифшица за интерес к работе и стимулирующие дискуссии, а также Л.А.Фальковского – за критические замечания.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
10 июля 1973 г.

Литература

- [1] А.М.Косевич, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 29, 743, 1955.
 - [2] С.С.Недорезов. ЖЭТФ, 64, 624, 1973.
 - [3] А.Ф.Андреев. УФН, 105, 113, 1971.
 - [4] Л.Д.Ландау. Zs. Phys., 64, 629, 1930.
-