

щаемые переменные, операторы к-рых антикоммутируют в произвольные моменты времени, в частности интегралы движения, допускают непрерывное точное слежение (квантовое невозможное слежение) [3]. Его применение упрощает построение системы обнаружения, поскольку допускает непрерывное подключение измерит. прибора к пробной системе.

Обзор осн. работ см. в [4].

Лит.: 1) Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Квантовомеханические ограничения в макроскопических экспериментах и современная экспериментальная техника, «УФН», 1974, т. 114, с. 41; 2) Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я., Квантовые особенности поперечного измерителя электромагнитной энергии, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 1340; 3) Додонов В. В., Манько В. И., Руденко В. Н., Невозможное измерение в гравитационно-волновом эксперименте, «ЖЭТФ», 1980, т. 78, с. 881; 4) Braĭn'skiy V. B., Vorontsov Yu. I., Thorne K. S., Quantum nondemolition measurements, «Science», 1980, v. 209, p. 547. Ф. Я. Халили.

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ в магнитном поле — осцилляторная зависимость термодинамич. и кинетич. характеристик металлов и вырожденных полупроводников от магн. поля. К. о. обусловлены вырождением системы носителей заряда и квантованием их энергии при периодич. движении по орбитам, замкнутым в импульсном пространстве (см. Ландау уровни).

Для большинства металлов фермиевский импульс электронов проводимости $p_F \approx \pi/a$ (a — межатомное расстояние), а длина их волн *де Бройля* $\lambda \approx a$, и в реально достижимых полях с магн. индукцией $B \sim 10^5 \div 10^6$ Гс радиус орбиты $r = cr_F/eB \gg \lambda$. Т. к. ферми-энергия $\mathcal{E}_F = p_F^2/2m$, а расстояние между уровнями Ландау $\hbar \omega_c = \hbar eB/m^*c$ (где ω_c — циклотронная частота, а m^* — параметр с размерностью массы и m^* — эффективная масса имеют, как правило, тот же порядок величины, что и масса свободного электрона m_e), то $\hbar \omega_c/\mathcal{E}_F \approx a/r \ll 1$. Это позволяет при рассмотрении К. о. использовать квазиклассич. приближение, т. е. ошеривать характеристиками энергетич. спектра электронов на уровне Ферми \mathcal{E}_F в отсутствие магн. поля.

Природа осцилляций. Возникновение К. о. легко проследить на двумерной модели системы электронов, движение к-рых возможно только в плоскости, перпендикулярной магн. полю (см. Двумерные проводники). В магн. поле электроны занимают дискретные уровни энергии $\mathcal{E}_i = (i + 1/2)\hbar \omega_c$ ($i = 0, 1, \dots$). Каждый уровень многократно вырожден, и его могут занимать $\rho B S$ электронов, где $\rho = e/2\pi\hbar c$, S — площадь образца. Если полное число электронов N_e , то при темп-ре $T = 0$ К электроны расположены на $n+1$ ниж. уровнях, где $n(B)$ отвечает условию:

$$(1 + \frac{1}{2}n) \rho B \geq \frac{N_e}{S} \geq n \rho B, \quad (1)$$

так, чтобы их суммарная энергия

$$\mathcal{E} = S \left[\rho B \sum_{i=0}^{n(B)-1} \mathcal{E}_i + \left(\frac{N_e}{S} - n \rho B \right) \mathcal{E}_n \right] \quad (2)$$

была минимальна. Решение (2) $\mathcal{E}(B)$ — осциллирующая ф-ция (рис. 1, а). Соответственно осциллируют все термодинамич. величины, напр. магн. момент $M = -\partial \mathcal{E} / \partial H$ (рис. 1, б), и кинетич. величины (см. Квантовый Холла эффект).

В трёхмерном случае электроны в импульсном пространстве размещаются на $n \sim \mathcal{E}_F/\hbar \omega_c \gg 1$ цилиндрич. «трубках» Ландау (рис. 2). Площадь сечения трубок равна

$$A_i = \left(i + \frac{1}{2} \right) \frac{2\pi\hbar e B}{c}. \quad (3)$$

Электроны занимают все состояния с импульсом p_z , лежащим в пределах ферми-поверхности (p_z — импульс

вдоль поля B). Полное число состояний N на единицу объёма ниже энергии Ферми \mathcal{E}_F равно

$$N = \rho B \sum_i \frac{p_z^3}{2\pi\hbar}. \quad (4)$$

При $T = 0$ К практически все характеристики металлов определяются плотностью состояний $g(\mathcal{E})$ на уровне

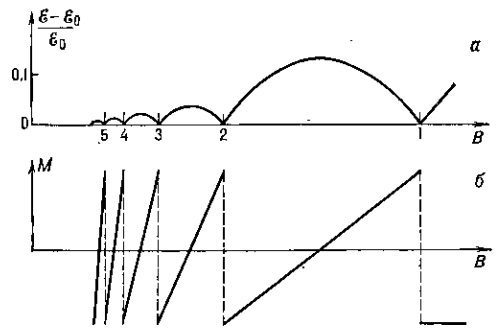


Рис. 1. Зависимость (при $T = 0$ К) суммарной энергии $\mathcal{E}(a)$ и магнитного момента $M(b)$ двумерного слоя электронов от магнитного поля B ; цифры на оси x — число заполненных уровней Ландау, \mathcal{E}_0 — суммарная энергия электронов при $B = 0$.

Ферми. Можно показать, что из (4) следует соотношение

$$g(\mathcal{E}_F) = \left(\frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}} \right)_{\mathcal{E} = \mathcal{E}_F} = \rho B \sum_i \frac{m^*}{\hbar} \left(\frac{\partial A_i}{\partial p_z} \right)^{-1} \mathcal{E} = \mathcal{E}_F \quad (5)$$

($m^* = (1/2\pi) \partial A / \partial \mathcal{E}$). Т. к. на экстремальных по p_z сечениях поверхности Ферми $\partial A_{\text{экстр}} / \partial p_z = 0$, то $g(\mathcal{E}_F)$ резко возрастает каждый раз, когда при изменении магн. поля A_i для к.-л. из трубок становится равным $A_{\text{экстр}}$, т. е. когда к.-л. из трубок Ландау касается поверхности Ферми. В результате возникают К. о., периодичные по B^{-1} с периодом (условие Лифшица — Онсагера)

$$\Delta B^{-1} = 2\pi\hbar/c A_{\text{экстр}}. \quad (6)$$

При $T > 0$ К К. о. ослабляются из-за теплового размытия уровня Ферми как $\exp(-2\pi^2 k T / \hbar \omega_c)$. В реальных кристаллах электроны испытывают рассеяние на примесях, уширяющее уровни Ландау. Дислокации приводят к вариациям параметра решётки и тем самым локальным вариациям размеров поверхности Ферми и периодов К. о. Это ослабляет К. о., амплитуда к-рых

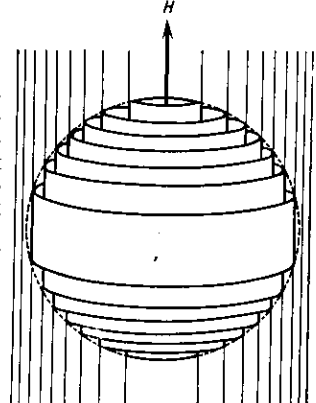


Рис. 2. Схема разрешённых состояний электронов проводимости в магнитном поле (при изотропном квадратичном спектре). При $T = 0$ К заняты все состояния на «трубках» в пределах поверхности Ферми (внутри сферы).

уменьшаются как $\exp(-2\pi^2 k T_D / \hbar \omega_c)$, где T_D т. н. Дингла температура, характеризующая реальный образец. При рассеянии на примесях $T_D \approx \hbar/\tau$, где τ — время релаксации (ср. время между двумя актами рассеяния), определяемое по электропроводности металла.

На амплитуде и форме К. о. сказывается также взаимодействие спинов электронов с магн. полем (спиновое расщепление уровней Ландау), характеризующееся эфф. g -фактором.