

топологии, геометрии и симметрии конфигураций П. м.; они образованы путями, проходящими по одним и тем же участкам, но в разном порядке. Два простейших изофазных семейства изображены на рис. 2 (верхний слева: 1-4-2-3-1 и 1-3-2-4-1). Число таких путей с увеличением их длины нарастает экспоненциально. Интерференцию изофазных путей можно трактовать как эфф. усреднение по быстрым «дрожаниям» квазислучайного спектра.

Квантово-интерференц. структура кинетич. коэф. при КМП приводит к аномально резкому изменению кинетич. коэф. при отклонении H от осей (плоскостей) симметрии металла на угол $\theta \lesssim \sqrt{\kappa} \sim 1^\circ$, а иногда на $\theta \sim \kappa \sim (10^{-2})^\circ$ (КМП-анизотропия; рис. 5). Анизотропия обусловлена тем, что даже слабое отличие геометрически эквивалентных (при $\theta = 0^\circ$) участков, созданное малым поворотом H , приводит к заметной разности квазиклассич. фаз, соответствующих этим участкам, и следовательно — к резкой перестройке всей картины интерференции путей. КМП-анизотропия возникает и при слабом нарушении периодичности конфигурации

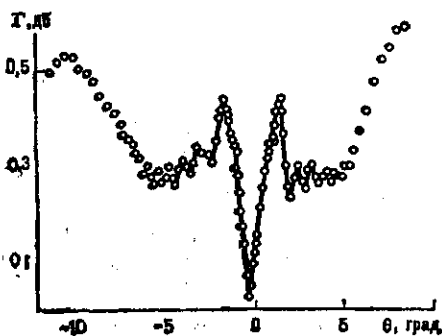


Рис. 5. Зависимость амплитуды осцилляций коэффициента поглощения звука (G) в Sn от направления магнитного поля.

П. м. в области малых углов θ между H и плоскостью, перпендикулярной b (рис. 2). При этом металл ведёт себя по отношению к поперечному движению электрона как одномерная несоизмеримая система, характеризующаяся абс. локализацией электронов с радиусом локализации $\sim (1 + \sqrt{\kappa}/\theta) r_H$ или $\sim (1 + \kappa/\theta) r_H$ (см. Андерсоновская локализация). Столь резкая перестройка поперечного (относительно H) движения электронов (от инфинитности при $\theta = 0$ к финитному при $\theta \neq 0$) ярко проявляется в магнитном сопротивлении металла.

Др. особенность КМП — радикальное изменение структуры резонансного поглощения упругих и эл.-магн. волн: линии резонансного поглощения уширяются в полосы, «старые» резонансные пики исчезают, а вместо них появляются более слабые резонансные линии, положение к-рых зависит от вероятностей П. м.

Квазислучайный характер спектра при П. м. существенно усложняет картину термодинамич. осцилляций (типа де Хааза — ван Альфена эффекта). Они определяются (как и в отсутствие П. м.) осциллирующей частью плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми \mathcal{E}_F . Частоты термодинамич. осцилляции по обратному магн. полю $\nu(1/H)$ можно представить ф-лой

$$\nu(1/H) = \frac{c}{e\hbar} \sum_i \pm k_i D_i. \quad (2)$$

Здесь $D_i(\mathcal{E}_F, p_H^i)$ — площади фигур, образованных петлями к.-л. замкнутого пути П. м., p_H^i соответствует экстремуму выражения (2) на поверхности Ферми, k_i — кратность прохождения петель; знаки + и — соответствуют электронному и дырочному направлению их обхода. Частоты квантовых осцилляций,

соответствующие неразрешённым (квазиклассическим) орбитам, — характерный признак П. м. Именно такая «странная» частота, к-рая соответствовала площади орбиты — окружности (рис. 3), не помещающейся в элементарной ячейке, впервые обнаружена в осцилляциях магн. восприимчивости Mg.

Осцилляции кинетич. коэф. при П. м. (интерференц. природы) обусловлены не только осцилляцией плотности состояний. Наблюдаются также осцилляции на «квантовых интерферометрах», образованных 2 квазиклассич. участками, напр. 1, 2 на рис. 2 (левый верхний); соответствующая «разностная» частота равна $cD_{12}/e\hbar$, где D_{12} — площадь лунки, ограниченной участками 1, 2. Очевидно, что при П. м. осцилляции кинетич. величин имеют более широкий спектр частот по сравнению с термодинамическими. В случае конфигураций, близких к двумерным (рис. 3), имеют место необычные осцилляции («зонные»): их частота не зависит от геометрии поверхности Ферми, а равна произведению отношения $c/e\hbar$ на площадь сечения зоны Бриллюэна плоскостью, перпендикулярной H .

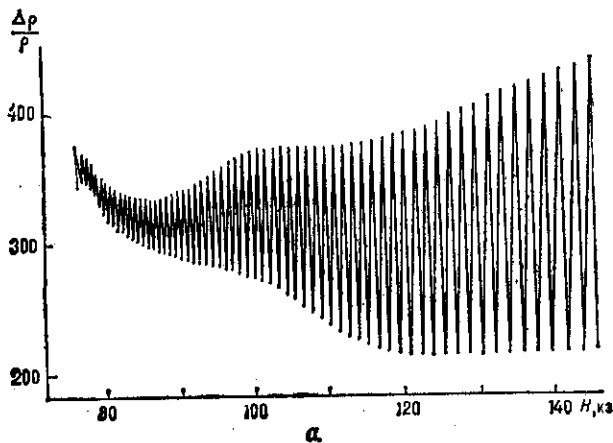
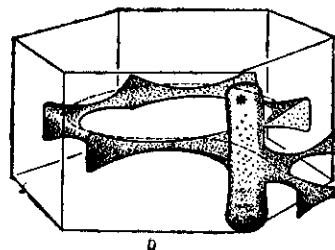


Рис. 6. а — Гигантские осцилляции сопротивления Ве; б — часть поверхности Ферми Ве; магнитный пробой происходит через чечевичку, отмеченную звёздочкой.



Яркое проявление интерференц. природы П. м. — т. и. гигантские осцилляции кинетич. коэф. Они возникают в случае конфигураций, к-рые состоят из квазиклассич. орбит размерами $\sim r_F$, связанных между собой аномально малыми орбитами. Последние являются квантовыми «затворами», прозрачность к-рых благодаря интерференции квазиклассич. волн, отражённых от центров П. м. на малой орбите, периодична с частотой, равной $cD_M/e\hbar$, где D_M — площадь малой орбиты. Осцилляции прозрачности, управляя движением электронов, приводят к гигантским осцилляциям, наиб. изученным для гальваномагн. характеристик металлов (рис. 6, 7), термоэдс и резонансного поглощения звука (рис. 5). Гигантские осцилляции кинетич. коэф. оказываются особо чувствительными к явлению анизотропии П. м.

Интерференц. картина КМП может деформироваться весьма слабыми внеш. полями, способными за время релаксации изменить импульс электрона на малую величину $\sim \kappa r_F$. Это создаёт широкий набор нелинейных эффектов, возникающих при КМП в слабых внеш. полях, на неск. порядков меньших, чем в отсутствие П. м.