

$W(H)$. Элементы s_{11} , s_{22} — амплитуды вероятности переходов без изменения номера зоны; при этом величина $\Delta(H)$ определяет скачок фазы волновой ф-ции электрона в точке П. м.

При $H \gg H_0$ П. м. происходит с вероятностью, близкой к 1. В этом случае электрон, как и в слабых полях ($H \ll H_0$, $W = 0$), движется квазиклассически. Однако его траектория другая — она составлена из кусков прежних траекторий.

Динамика электрона при П. м. имеет не квазиклассический, а существенно квантовый характер. Она определяется интерференцией квазиклассич. электронных волн, возникающих при многократном рассеянии электрона на центрах П. м. В этом причина изменения электронного энергетич. спектра по сравнению с отсутствием П. м.

Замкнутым конфигурациям соответствует электронный спектр типа Ландау — дискретный набор уровней (см. *Ландау уровни*). В случае одномерных периодич. конфигураций, представляющих собой как бы «волноводы» в импульсном пространстве, уровни расширяются в магн. зоны. Ширины зон и расстояния между ними при $W(1 - W)$ порядка $\hbar\omega_c$, где ω_c — *циклотронная частота*. Электрон, находящийся на открытой одномерной периодич. траектории, совершает движение поперёк H со ср. скоростью порядка фермиевской скорости v_F .

Стационарные состояния электронов классифицируются теми же квантовыми числами, что и в отсутствие П. м., однако структура электронного спектра качественно отличается от классической: на разных участках уровни расположены не эквидистантно, а хаотически.

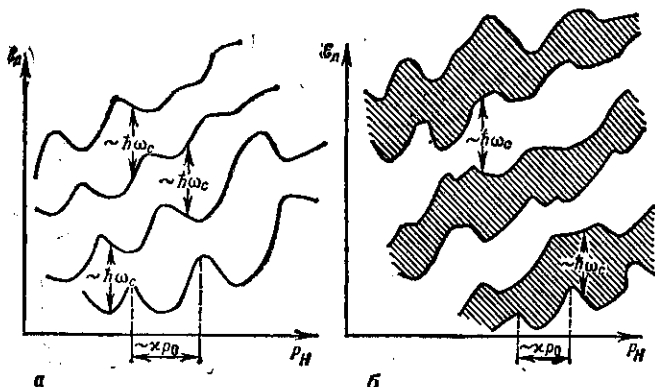


Рис. 4. Уровни в случае замкнутых (а) и периодических (б) конфигураций; зоны пробоя заштрихованы.

Зависимость $\epsilon_n(p_n)$ также имеет характер неупорядоченных быстрых осцилляций с интервалом изменения $p_n \sim \kappa r_F$ и амплитудой $\sim \hbar\omega_c$ (рис. 4). Столь же обычно поведение физ. величин, напр. проекция на направлении H ср. скорости электрона $v_n = d\epsilon_n/dp_n$ при изменении p_n на величину порядка κr_F изменяется на величину $\sim v_F$ и может изменить знак. Электронный спектр при П. м. имеет промежуточный вид между плавным и локально-эквидистантным квазиклассич. спектром и спектром случайных систем (его наз. квазислучайным).

Когерентный и стохастический пробы магнитный. П. м. полностью перестраивает кинетич. свойства металлов в магн. поле $H > H_0$, если время электронной релаксации импульса при $H = 0$ $\tau \gg \omega_c^{-1}$. Обычно при гелиевых темп-рах $T \lesssim 4,2$ К в отсутствие П. м. τ совпадает с временем релаксации импульса $\tau_{пр}$ при рассеянии электронов на примесях (см. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле). При каждом столкновении с примесью электрон изменяет свой импульс на величину порядка самого импульса: $\Delta p \sim p$. Наряду с рассеянием на примесях электрон может рассеивать-

ся на дислокациях (или др. протяжённых дефектах решётки), а также на фононах. Это рассеяние наз. малолугловым, т. к. $\Delta p \ll p$. Хотя частота малолуглового рассеяния $\tau_{му}^{-1}$ может быть больше частоты примесного рассеяния, в отсутствие П. м. малолугловое рассеяние неэффективно и слабо влияет на кинетич. характеристики металла, к-рые определяются временем $\tau_{пр}$.

П. м. изменяет ситуацию: из-за специфики спектра роль масштаба играет не r_F , а κr_F , и малые переданные импульсы при малолугловом рассеянии оказываются эффективными. Различают 3 случая:

$$\tau_{му}^{-1} \ll \tau_{пр}^{-1} \ll \omega_c; \quad (a)$$

$$\tau_{пр}^{-1} \ll \tau_{му}^{-1} \ll \omega_c; \quad (b)$$

$$\tau_{пр}^{-1} \text{ и } \omega_c \ll \tau_{му}^{-1}. \quad (в)$$

В случаях (а) и (б) столкновит. уширение уровней много меньше расстояния между ними ($\hbar\omega_c$) и время жизни стационарных состояний ($\tau_{пр}$ или $\tau_{му}$) много больше ω_c^{-1} . В этом случае говорят о когерентном П. м. (см. ниже).

Система неравенств (в) определяет стохастич. П. м. В этом случае малолугловое рассеяние разрушает электронный спектр, но движение электронов по квазиклассич. участкам конфигурации возмущается слабо. В результате электроны движутся как классич. частицы, совершающие при прохождении центров П. м. случайные перескоки между классич. участками траекторий с вероятностями W и $1 - W$. Движение электронов в случае стохастич. П. м. описывается классич. ур-нием Больцмана с электронно-примесным интегралом столкновений, дополненным граничными условиями, описывающими раздвоение потока электронов на центрах П. м. Выражения для кинетич. коэф. при стохастич. П. м. не содержат характеристик малолуглового рассеяния, роль к-рого сводится лишь к разрушению когерентной квантовой интерференции. Для стохастич. П. м. типичны диссипативные эффекты, характеристики к-рых не зависят от $\tau_{пр}$ и $\tau_{му}$. Они не исчезают при темп-ре $T \rightarrow 0$ К. Время релаксации оказывается порядка ω_c^{-1} , если $W(1 - W)$ близко к 1.

Свойства металла при когерентном магнитном пробое (КМП). Зависимость характеристик металла от H принято разделять на плавную (в отсутствие П. м. она определяется классич. движением электронов в магн. поле) и осцилляционную, обусловленную квантованием движения электронов в плоскости, перпендикулярной H (см. *Гальваномагнитные явления*, *Квантовые осцилляции* в магн. поле, *Шубникова — де Хааса эффект*).

При КМП не только квантовые осцилляции кинетич. и термодинамич. величин в магн. поле, но и плавная часть кинетич. коэффициентов определяется квантовой интерференцией путей П. м. — траекторий, к-рые может описать электрон на конфигурации П. м., произвольно (но непрерывно) перемещаясь по её квазиклассич. участкам. Эта интерференция аналогична интерференции световых лучей: каждому пути сопоставляется его квантовая амплитуда вероятности $A = \text{Вехр}\{\zeta/\hbar\}$, где ζ — суммарное приращение квазиклассич. действия, «набирающееся» при движении электрона, B — произведение элементов s -матриц — амплитуд вероятности перехода между соседними участками пути; в макроскопич. характеристики металла входят суммы амплитуд A всевозможных путей, замкнутых и незамкнутых, имеющих общее начало и конец. При этом осциллирующая часть кинетич. коэф. определяется интерференцией путей с разными квазиклассич. фазами ζ/\hbar , а плавная — интерференцией изофазных путей (с одинаковыми ζ/\hbar). Семейства изофазных путей существуют независимо от