

ществляться 2 случая: либо в осн. состоянии (при $T = 0\text{K}$) имеются только целиком заполненные зоны и пустые (рис. 1, а), либо есть зоны, частично заполненные электронами (рис. 1, б, в). В первом случае кристалл — диэлектрик (или полупроводник), во втором — М. (рис. 1, в соответствует полуметаллу).

Поверхность Ферми. В М. граница заполнения уровней электронами попадает в разрешённую зону и наз. энергией Ферми \mathcal{E}_F . Соответствующая ей изоэнергетич. поверхность

$$\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_F$$

наз. поверхностью Ферми. Поверхность Ферми отделяет область занятых электронами состояний в импульсном пространстве от свободных.

Поверхность Ферми — обязат. атрибут металлич. состояния кристаллов. Если поверхность Ферми пересекает границы зоны Бриллюэна (напр., у Cu), то удобно использовать расширенное p -пространство. В этом случае отчётливо видна его периодичность. У щелочных металлов (Li, Na, K, Rb, Cs) поверхности Ферми — почти идеальные сферы. Это не означает, что электроны этих металлов не испытывают влияния ионов. Их эффективные массы $m = p_F/v_F$ отличаются от массы свободного электрона m_0 (табл. 4), напр. у Na $m = 1,24 m_0$. У всех М., кроме перечисленных, а также у Au, Ag, Cu поверхности Ферми состоят из неск. плоскостей-листов и имеют сложную форму (рис. 2).

Из-за столкновений электронов с дефектами решётки, друг с другом, а также с фононами состояние

электрона проводимости имеет конечное время жизни $\tau(p)$. Это означает, что мнимая часть ф-ции $\mathcal{E}_s(p)$ отлична от 0: $\text{Im}\mathcal{E}_s(p) = \hbar/\tau_s(p) \neq 0$. Это не лишает поверхность

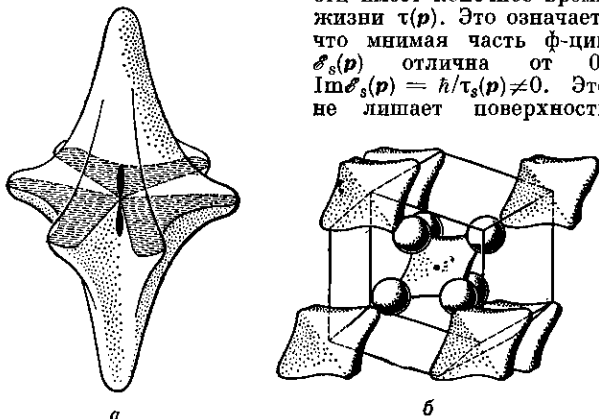


Рис. 2. Поверхности Ферми W (ОЦК, а), Gd (гексагональная решётка, б).

Ферми $\mathcal{E}_s(p) = \mathcal{E}_F$ строго определённого смысла, т. к. $\text{Im}\mathcal{E}_s(p)$, обязанная неупругим столкновениям (электронов с фононами или друг с другом), для электронов на поверхности Ферми равна 0. Упругие столкновения со статич. дефектами приводят к «перемещению» электронов по поверхности Ферми. Если время жизни (τ) электрона мало (много дефектов, высокая темп-ра), то строгое описание его движения с помощью закона дисперсии теряет смысл. При этом лишается смысла и т. н. тонкая структура поверхности Ферми (отклонение от сферичности), хотя подвижность электрона сохраняется — электроны проводимости остаются делокализованными (их длина пробега существенно превышает межатомное расстояние). Приближённое описание электронов в таких условиях возможно лишь с помощью модели Друде — Лоренца — Зоммерфельда.

Нек-рые свойства М. (гл. обр. в сильном магн. поле) очень чувствительны к форме поверхности Ферми (де Хааза — ван Альфена эффект, Циклотронный резонанс, геом. резонанс и др.). Они позволили восстановить по-

верхность Ферми практически для всех монокристаллич. соединений (AuAl₂, AuGa, CuZn, AuTe₂I и др.), а также в большом числе случаев определить скорости фермиевских электронов v_F (щелочные, благородные М., Bi, Sb и др.).

Методы зонной теории (с использованием ЭВМ) позволили определить законы дисперсии с большой точностью. Все вычислит. методы основаны на приближении почти свободных электронов (модель Гаррисона, или метод псевдопотенциала) и (или) на т. н. приближении сильной связи. Они дают возможность выяснить происхождение отд. характерных деталей электронного спектра М.: наличие или отсутствие тех или др. листов поверхности Ферми, величину и зависимость плотности состояний от энергии $g(\mathcal{E})$ (рис. 3); значение скоростей

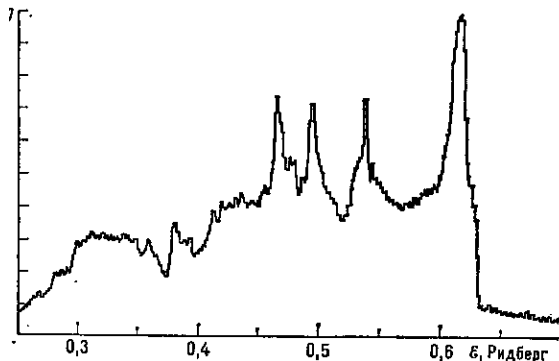


Рис. 3. Вычисленная зависимость плотности состояний от энергии $g(\mathcal{E})$ для d -электронов в Ni.

электронов, а также величину эфф. потенциала (или псевдопотенциала), определяющего электронный энергетич. спектр конкретного М.

При всей сложности законов дисперсии представление об электронах М. как лёгких (по сравнению с ионами) заряженных частицах качественно правильно. Оно, возвращая нас к модели Друде — Лоренца — Зоммерфельда, даёт возможность оценивать порядок величины осн. характеристик М. — электронную теплоёмкость, эл.- и теплопроводность, толщину скин-слоя (см. Скин-эффект) и т. д. Правда, нек-рые соединения (CeAl₃, CeCu₂Si₂, UB₁₃ и др.) обнаруживают необычные свойства (напр., гигантскую электронную теплоёмкость), заставляющие сделать вывод, что в них есть электроны, обладающие аномально большой эфф. массой m ($m/m_0 \sim 400-600$). Эти электроны получили назв. тяжёлых фермионов.

При $T = 0\text{K}$ все электроны проводимости находятся на и внутри поверхности Ферми. Элементарные возбуждения электронной подсистемы М. — электроны с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_F$ и дырки — свободные состояния с энергией $\mathcal{E} < \mathcal{E}_F$. Т. к. обычно $kT \ll \mathcal{E}_F$, то осн. роль в процессах переноса играют электроны и дырки с энергиями $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_F$. Их закон дисперсии можно считать линейным:

$$\begin{aligned} \xi &= \mathcal{E} - \mathcal{E}_F = v_F(p - p_F) && \text{— для электрона,} \\ \xi &= \mathcal{E}_F - \mathcal{E} = v_F(p_F - p) && \text{— для дырки} \end{aligned} \quad (1)$$

(v_F — скорость на поверхности Ферми). Энергию электрона (при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_F$) и дырки принято отсчитывать от \mathcal{E}_F (скорость дырки — v_F). Спектр электронов и дырок демонстрирует наличие разрешённых значений энергии над поверхностью Ферми (рис. 4, а).

При фазовом переходе электронный спектр М. (в частности, поверхность Ферми) изменяется. Если это переход 1-го рода, то новая поверхность не связана со старой. Если же это переход 2-го рода, то обе поверхности Ферми в момент перехода совпадают и можно проследить, как трансформируется поверхность. На рис. 5.