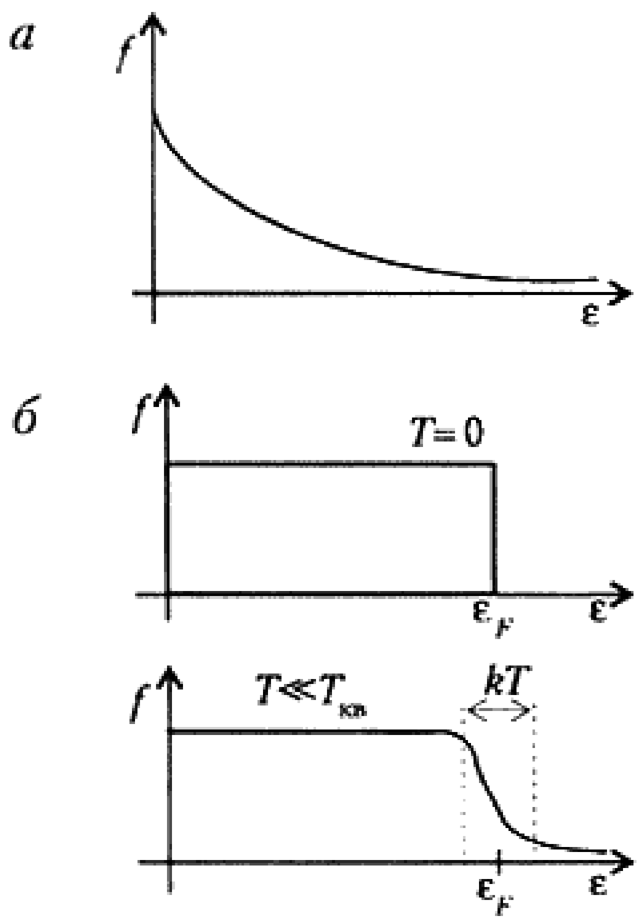

Рис.1. Классическая и квантовая функции распределения электронов по энергиям: а) функция распределения Максвелла—Больцмана, б) функция распределения Ферми—Дирака (при $T = 0$ и $T \ll T_{кв}$)

ко упоминанием: невозможно все объяснить в одной статье.)

Квантовое распределение частиц по энергиям при $T = 0$ получило название *фермиевской ступеньки*, а энергию ε_F, ниже которой все состояния заняты, а выше которой свободны, называют энергией Ферми. Точный расчет показывает, что

$$\varepsilon_F = \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} \frac{(2\pi\hbar)^2}{2m}. \qquad (5)$$

Видно, что по порядку величины $\varepsilon_F \simeq kT$. Можно использовать более наглядное геометрическое представление — при $T = 0$ заняты все состояния внутри Ферми-сферы (рис.2) с радиусом

$$p_F = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} = \sqrt{2m\varepsilon_F}. \qquad (6)$$

В тепловом движении при $T \neq 0$ принимают участие только те электроны, у которых энергия порядка ε_F. Их мало: $\sim n \cdot \frac{T}{T_{кв}}$ — значительно

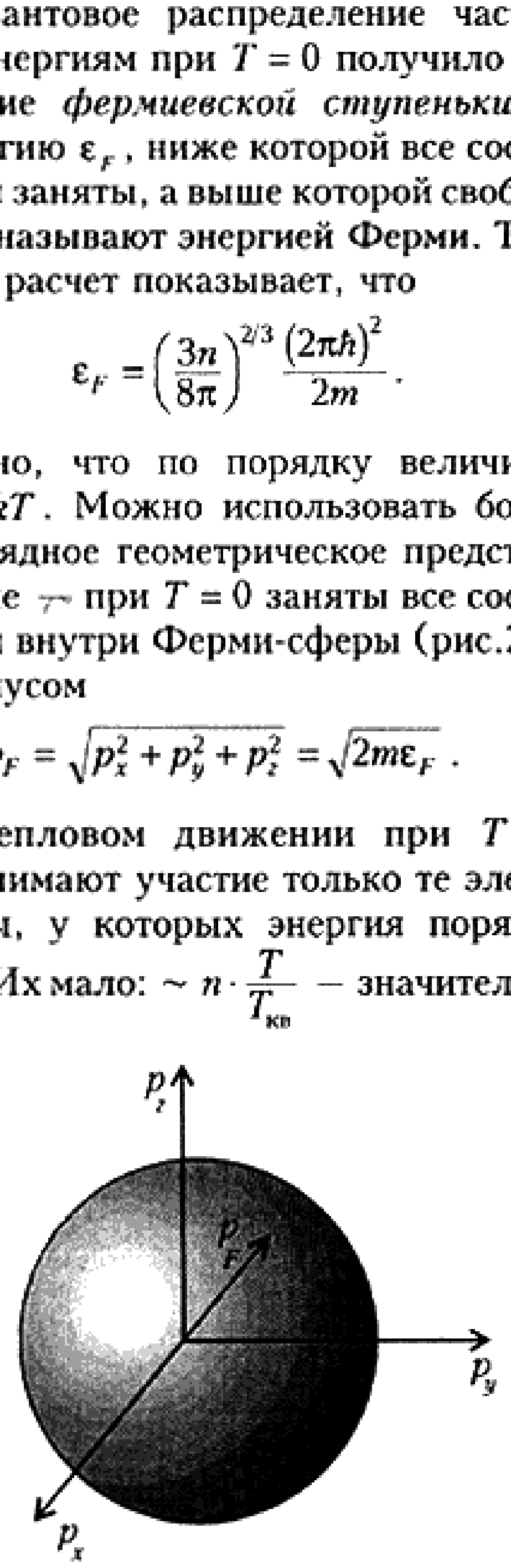

Рис.2. При $T = 0$ заполнена электронами сфера радиусом $p_F = \sqrt{2m\varepsilon_F}$

меньше, чем всех свободных электронов. Поэтому-то они и не обнаруживают себя в тепловых свойствах. И в проводимости металла, как оказывается, принимают участие только те электроны, энергия которых равна ε_F (говорят, что они «расположены» на Ферми-сфере). Можно вывести формулу для удельной электропроводности металла

$$\sigma = \frac{S_F e^2 l}{12\pi^3\hbar^3}, \qquad (7)$$

где $S_F = 4\pi p_F^{\,2}$, т.е. площадь Ферми-сферы, а l — длина свободного пробега электрона проводимости, т.е. среднее расстояние между двумя столкновениями электрона. В длине пробега l «спрятаны» все механизмы, ограничивающие свободу электрона и объясняющие природу сопротивления (удельное сопротивление $\rho = 1/\sigma$).

Используя представление о квантовом газе электронов проводимости, строилась электронная теория металлов. Конечно, при этом невозможно было ограничиться квантовым описанием лишь электронов. Например, необходимо было пересмотреть описание колебаний ионов кристаллической решетки. В результате в теории твердого тела и, в частности, в электронной теории металлов появились *фононы*. На этом этапе развития электронной теории металлов, естественно, оставались белые пятна, постепенно заполнявшиеся. Очень большую уверенность в правильности представлений о природе металлического состояния принесло понимание природы сверхпроводимости (Дж.Бардин, Л.Купер, Дж.Шриффер, 1957 г.).

Если просмотреть старые учебники и монографии по электронной теории металлов, то видно, что, выделяя металлы из других твердых тел, авторы объясняли свойства металла *вообще*, а не конкретно меди, свинца или лития. Действительно, у *всех* металлов много общих свойств. Похожи тепловые свойства, похоже ведет себя сопротивление с изменением температуры. Примеров можно привести много. Но постепенно накапливались экспериментальные данные, которые с очевидностью показывали: разные металлы ведут себя поразному в одинаковых условиях. Особенно резко свойства металлов отличаются при низких температурах, близких к абсолютному нулю, и в сравнительно сильном магнитном поле. На рисунке 3 приведены примеры, демонстрирующие эти отличия.

В чем причина различия свойств разных металлов? Конечно, причин много, но несомненно среди них есть главная. И главная — в виде *поверхности Ферми*. Электрон, оторвавшийся от «своего» атома в кристалле, движется в *периодическом* поле сил ионов. Как было показано (Ф.Блох, Л.Бриллюэн, 1928 г.), квантовое движение электрона в периодическом поле сил очень напоминает движение электрона в пустом пространстве. Состояние движения электрона можно характеризовать вектором, очень похожим на импульс, его называют *квазиимпульсом*[3]. Он «превращается» в импульс, если периодическую силу устремить к нулю. Мы его по-прежнему будем обозначать буквой $\vec{p}$ (как импульс). Энергия электрона — функция квазиимпульса $\vec{p}$. И можно говорить о *пространстве квазиимпульсов* (как мы уже говорили об импульсном пространстве, см. рисунок 2 и формулу (6)). Важный факт: пространство квазиимпульсов периодично, причем если кристаллическая ячейка — кубик с ребрами, равными a, то ячейка пространства квазиимпульсов — кубик с ребрами, равными $\frac{2\pi\hbar}{a}$. Как бы опуская постоянную Планка $\hbar$, пространство квазиимпульсов часто называют *обратным пространством*.

Зависимость энергии от квазиимпульсов можно изображать в виде изоэнергетических поверхностей (поверхностей равной энергии). Энергия — периодическая функция квазиимпульса. Поэтому для изображения изоэнергетической поверхности можно ограничиться одной ячейкой обратного пространства, а можно рисовать ее во всем пространстве (его тогда называют расширенным, ведь одной ячейки *достаточно*).

Среди изоэнергетических поверхностей есть одна — выделенная. Это — поверхность Ферми. Она соответствует энергии Ферми $\varepsilon = \varepsilon_F$:

$$\varepsilon(\vec{p}) = \varepsilon_F. \qquad (8)$$

[3] *Когда частица движется под действием периодической силы, то, хотя обычный импульс не сохраняется, существует сохраняющийся вектор — квазиимпульс. Именно потому, что он сохраняется (как энергия), он может служить для характеристики движения.*