ходит в пределах данной зоны. Отсутствие у электрона потерь энергии приводит к разгону его полем. Иными словами, электрон движется по идеальной решетке без всякого сопротивления. В § 61—62 будет показано, что основным источником сопротивления служат тепловые колебания решетки, нарушающие регулярность расположения атомов в ее узлах.

§ 50. Система электронов в твердом теле [1])

Мы можем теперь перейти к обсуждению свойств системы электронов в твердом теле. Число не локализованных электронов, движущихся по всему объему кристалла, может варьировать в весьма широких пределах от 0,1 до 1 на один атом.

При таких высоких плотностях критерий вырождения электронного газа [см. (2,36′)]

$$\frac{V}{N}\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} \ll 1$$

оказывается выполненным вплоть до температур порядка 4—5 тысяч градусов. Это означает, что при такой высокой плотности электроны всегда образуют вырожденный ферми-газ.

Если, однако, обратиться к сравнению кинетической энергии вырожденного ферми-газа с его энергией кулоновского взаимодействия, то, как показано в § 79 ч. III, это отношение

$$\frac{\varepsilon_{\max}}{\left(\frac{e^2}{r}\right)} = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3}{8\pi}\frac{N}{V}\right)^{2/3} : \frac{e^2}{\left(\frac{V}{N}\right)^{1/3}} \simeq \left(\frac{N}{V}\right)^{1/3}\left(\frac{h^2}{e^2 m}\right) \sim 1$$

при

$$\frac{N}{V} \sim 10^{23}.$$

Таким образом, кулоновское взаимодействие между электронами в металле является сильным и следовало было бы говорить об электронной жидкости, а не об электронном газе, заполняющем металл. Однако, поскольку эта жидкость образована электронами, движущимися на фоне положительно заряженных ионов, в действительности еще правильнее говорить о плазме, заполняющей объем твердого тела. Важнейшим отличием плазмы твердого тела от газовой плазмы является то, что она является вырожденной и квантовые эффекты в ней играют важную роль. Тем не менее, как мы сейчас в этом убедимся, важнейшие свойства квантовой вырожденной и классической плазмы оказываются близкими. Это по крайней мере относится к свойствам экранировки и существованию плазменных волн. Чтобы не

[1]) См. Д. Займан, Принципы теории твердого тела, «Мир», 1966.

усложнять выкладок, мы ограничимся приближением, в котором заряд положительных ионов можно считать равномерно «размазанным» по всему кристаллу и образующим положительный фон. Учет дискретного распределения положительных зарядов не вносит существенного изменения в получающийся результат.

Рассмотрим систему свободных электронов с функцией распределения $f(\varepsilon)$ и положительный фон в некотором объеме, на который действует внешнее переменное поле. Будем считать, что приложенное внешнее поле создает в системе потенциал

$$\varphi = \lim_{\delta \to 0} \int\int \varphi(\boldsymbol{q}, \omega) e^{i(\boldsymbol{qr}-\omega t)} e^{\delta t} \, d\boldsymbol{q} \, d\omega. \qquad (50,1)$$

Здесь $\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)$ представляет компоненту Фурье. Множитель $e^{\delta t}$ означает, что поле адиабатически (медленно) включается за промежуток времени от $t \to -\infty$ до $t = 0$. При таком включении поля оно не будет вызывать в системе переходов вплоть до момента $t = 0$. При $t > 0$ в системе будут происходить переходы или, иными словами, возникает отклик на приложенное возмущение. Этот отклик удобно характеризовать диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega)$[1]). Для вычисления $\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega)$ удобно выразить ее через плотность заряда, индуцируемого в системе внешним полем. Пользуясь формулой (31,12) ч. IV и очевидными выражениями для закона Ома и уравнения непрерывности в фурье-компонентах

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{q}, \omega) = \sigma(\boldsymbol{q}, \omega) \boldsymbol{E}(\boldsymbol{q}, \omega), \qquad i\boldsymbol{qj}(\boldsymbol{q}, \omega) = i\omega\rho(\boldsymbol{q}, \omega),$$

и соотношением

$$\boldsymbol{E}(q, \omega) = -i\boldsymbol{q}\varphi(\boldsymbol{q}, \omega),$$

где $\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)$ — фурье-компонента скалярного потенциала, получаем

$$\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma(\boldsymbol{q}, \omega)}{\omega} =$$
$$= 1 + \frac{4\pi i \boldsymbol{jE}}{\omega E^2} = 1 + \frac{4\pi i}{q^2} \frac{\boldsymbol{qE}}{E^2} \rho(\boldsymbol{q}, \omega) = 1 - \frac{4\pi\rho(\boldsymbol{q}, \omega)}{q^2 \varphi(\boldsymbol{q}, \omega)}. \qquad (50,2)$$

Дальнейшая задача заключается в вычислении фурье-компоненты плотности заряда $\rho(\boldsymbol{q}, \omega)$.

С этой целью рассмотрим свободный электрон, находящийся в начальном состоянии с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ и энергией $\varepsilon(\boldsymbol{k})$.

Волновая функция электрона в невозмущенном состоянии может быть написана в виде

$$\psi_{\boldsymbol{k}} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{kr}} e^{\frac{i\varepsilon(\boldsymbol{k}) t}{\hbar}}.$$

[1]) Не смешивать $\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega)$ с энергией электрона $\varepsilon(\boldsymbol{k})$.

Рассмотрим возмущение, создаваемое внешним полем с частотой ω, т. е. положим, что возмущенный гамильтониан имеет вид

$$\hat{H}' = \lim_{\delta \to 0} e\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\left(e^{\delta t} e^{i(qr - \omega t)} + e^{i(qr+\omega t)}\right).$$

При таком включении поля оно не будет вызывать в системе переходов во все времена вплоть до $t=0$. При $t>0$ под влиянием возмущения свободный электрон приобретает волновую функцию

$$\psi(t) = \psi_k + c_1(t)\,\psi_{k+q} + c_2(t)\,\psi_{k-q}. \tag{50,3}$$

В первом порядке теории возмущений (ср. § 55 ч. V) для c_1 и c_2 имеем

$$c_1(t) = \frac{1}{i\hbar}\int\limits_{-\infty}^{t} (\hat{H}')^*_{k,\,k+q}\, e^{\frac{i}{\hbar}\{\varepsilon(k) - \varepsilon(k+q)\}t}\, dt.$$

Матричный элемент берется по не зависящим от времени волновым функциям. Он равен

$$(\hat{H}')^*_{k,\,k+q} = \\ = e\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\left[\int e^{-i(k+q)r} e^{i(qr-\omega t)} e^{iqr}\, dV + \ldots\right] = e\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\, e^{+i\omega t}.$$

Аналогично

$$(H')_{k,\,k-q} = e\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\, e^{-i\omega t}.$$

Таким образом,

$$c_1(t) = \frac{e\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)}{i\hbar}\left\{\int\limits_{-\infty}^{t} e^{\delta t}\, e^{\frac{i}{\hbar}\{\varepsilon(k) - \varepsilon(k+q) + \hbar\omega\}t}\, dt\right\}.$$

Множитель $e^{\delta t}$ обеспечивает сходимость интегралов на нижнем пределе. Выполняя интегрирование, и переходя затем к пределу $\delta \to 0$, находим окончательно для $c_1(t)$

$$c_1(t) = -\frac{e\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\, e^{\frac{i}{\hbar}\{\varepsilon(k) - \varepsilon(k+q) + \hbar\omega\}t}}{\varepsilon(k) - \varepsilon(k+q) + \hbar\omega}. \tag{50,4}$$

Аналогично,

$$c_2(t) = -\frac{e\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\, e^{\frac{i}{\hbar}\{\varepsilon(k) - \varepsilon(k-q) - \hbar\omega\}t}}{\varepsilon(k) - \varepsilon(k-q) - \hbar\omega}. \tag{50,5}$$

Найдем теперь электронную плотность в системе свободных электронов, индуцированную возмущением. Очевидно, что для одного электрона можно написать индуцированную плотность заряда в виде

$$\delta\rho = \left\{|\psi(t)|^2 - |\psi_k|^2\right\} \cong \\ \cong e\left\{c_1^*\psi^*_{k+q}\psi_k + c_2^*\psi^*_{k-q}\psi_k + c_1\psi_{k+q}\psi^*_k + c_2\psi_{k-q}\psi^*_k\right\}.$$

При этом мы опустили члены второго порядка малости c_1^2 и c_2^2. Подставляя значения c_1 и c_2 из (50,4) и (50,5), находим

$$\delta\rho = e^2\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\left(e^{-i(\boldsymbol{qr}+\omega t)} + e^{-i(\boldsymbol{qr}-\omega t)}\right) \times$$
$$\times \left(\frac{1}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) + \hbar\omega} + \frac{1}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}) - \hbar\omega}\right). \quad (50,6)$$

Полная плотность заряда, индуцированного в системе электронов внешним полем, равна

$$\bar\rho(\boldsymbol{q}, \omega) = \int \delta\rho f(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k} = -e^2\varphi(\boldsymbol{q},\omega)\left(e^{i(\boldsymbol{qr}-\omega t)} + e^{i(\boldsymbol{qr}+\omega t)}\right) \times$$
$$\times \left\{\frac{f(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k}}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) + \hbar\omega} + \int \frac{f(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k}}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}) - \hbar\omega}\right\} =$$
$$= -e^2\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\left(e^{i(\boldsymbol{qr}-\omega t)} + \text{сопр.}\right) \times$$
$$\times \left[\int \frac{f(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k}}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) + \hbar\omega} + \int \frac{f(\boldsymbol{k}'+\boldsymbol{q})\, d\boldsymbol{k}'}{\varepsilon(\boldsymbol{k}'+\boldsymbol{q}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}) - \hbar\omega}\right] =$$
$$= -e^2\varphi(\boldsymbol{q}, \omega)\cdot\left(e^{i(\boldsymbol{qr}-\omega t)} + e^{i(\boldsymbol{qr}+\omega t)}\right)\int \frac{f(\boldsymbol{k}) - f(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) + \hbar\omega}\, d\boldsymbol{k}. \quad (50,7)$$

При этом мы во втором интеграле произвели замену переменных $\boldsymbol{k} \to \boldsymbol{k}' + \boldsymbol{q}'$ и затем $\boldsymbol{k}' \to \boldsymbol{k}$. Подставляя это значение $\bar\rho$ в (50,2), находим

$$\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2}\int \frac{f(\boldsymbol{k}) - f(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) + \hbar\omega}\, d\boldsymbol{k}. \quad (50,8)$$

Диэлектрическая проницаемость представляет основную характеристику вещества. Пользуясь формулой (50,8), можно найти реакцию системы на произвольное возмущение плазмы.

Исследуем предельные случаи $\omega \to 0$ (постоянное поле) и $\hbar\omega \gg E(\boldsymbol{k}) - E(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})$ (высокочастотное поле). При $\omega \to 0$

$$\varepsilon(\boldsymbol{q}, 0) \cong 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2}\int \frac{f(\boldsymbol{k}) - f(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})}\, d\boldsymbol{k}. \quad (50,9)$$

Мы ограничимся при этом случаем длинных волн $q \ll k$. Тогда находим

$$\left.\begin{aligned} f(\boldsymbol{k}) - f(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) &\simeq -\frac{\partial f}{\partial\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial\boldsymbol{k}}\boldsymbol{q}, \\ \varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) &\simeq -\frac{\partial\varepsilon}{\partial\boldsymbol{k}}q. \end{aligned}\right\} \quad (50,10)$$

Поэтому

$$\varepsilon(\boldsymbol{q}, 0) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2}\int\left(\frac{\partial f}{\partial\varepsilon}\right)\rho(\varepsilon)\, d\varepsilon = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2}\rho(\varepsilon_F), \quad (50,11)$$

где $\rho(\varepsilon_F)$ — плотность уравнений на поверхности Ферми

$$\rho(\varepsilon_F) = \frac{3}{2}\frac{N}{\varepsilon_F}. \quad (50,12)$$

При этом мы использовали свойство распределения Ферми $f(\varepsilon)$, имеющего при низкой температуре вид ступенчатой функции (см. § 80 ч. III).

При не малых значениях q вычислений $\varepsilon(q, \omega)$ является более сложным, но не вносит качественного изменения в характер этой величины [1]).

Посмотрим теперь, какой вид имеет поле точечного заряда в среде с диэлектрической проницаемостью (50,12). Если заряд покоится или медленно движется, то его потенциалу в пустоте $\frac{e^2}{r}$ отвечает компонента Фурье

$$\varphi_0(\boldsymbol{q}) = \frac{4\pi e^2}{q^2}. \tag{50,13}$$

Потенциал заряда в среде может быть написан в виде

$$\varphi(\boldsymbol{r}, t) = \int d\boldsymbol{q}\, \frac{\varphi(\boldsymbol{q})}{\varepsilon(\boldsymbol{q}, 0)} = \frac{e e^{-r/l_{\mathrm{D}}}}{r}, \tag{50,14}$$

где дебаевская длина l_{D} равна

$$l_{\mathrm{D}} = \left(\frac{1}{4\pi e^2 \rho(\varepsilon_F)}\right)^{1/2} = \left(\frac{\varepsilon_F}{6\pi e^2 N}\right)^{1/2}. \tag{50,15}$$

Формула (50,14) показывает, что как и в классической плазме, поле заряда в квантовой плазме оказывается экранированным. Однако вместо дебаевского радиуса $1/\varkappa$ (§ 41 ч. IV) в вырожденной квантовой плазме длина экранирования дается формулой (50,15).

Оценка показывает, что l_D составляет 1—2 Å. Таким образом, экранирующее влияние плазмы обеспечивает спадание сил взаимодействия на расстояниях порядка среднего расстояния между электронами в металле. Экранирование заряда электрона имеет наглядный смысл: вблизи каждого данного электрона концентрация остальных электронов оказывается пониженной. Это понижение концентрации обусловлено как чисто кулоновским взаимодействием, так и обменными силами. Последние неявно фигурировали в расчете диэлектрической проницаемости: использование распределения Ферми соответствовало учету принципа Паули и связанных с ним обменных взаимодействий.

Медленное движение электрона через плазму сопровождается «разбеганием» электронов с его пути. Таким образом, в действительности по плазме движется не электрон, а целая группа

---

[1]) См., например, Д. Пайнс, Элементарные возбуждения в твердых телах, «Мир», 1965. D. Pines, Elementary exitations in solids, W. Benjamin, NI — Amsterdam, 1963.

частиц, несущая суммарный заряд, равный заряду электрона. Это образование, состоящее из электрона и облака движущихся вместе с ним (или от него) электронов на фоне положительного фона, образованного ионами, может рассматриваться как некоторая квазичастица с зарядом e и эффективной массой m^*. Как будет видно из дальнейшего, вклад в эффективную массу вносит не только взаимодействие с электронами, но с фононами решетки.

Существование экранирования имеет важное значение для понимания явлений, происходящих в металлах. Именно, благодаря экранированию силы взаимодействия между электронами, находящимися на сравнительно малых расстояниях, существенно уменьшаются.

К обсуждению этого вопроса мы вернемся несколько ниже, а пока рассмотрим, какой вид приобретает $\varepsilon(q, \omega)$ при высоких частотах.

Для этого преобразуем (50,8) несколько иначе, написав при $\omega \to \infty$:

$$\frac{1}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) + \hbar\omega} + \frac{1}{\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}) - \hbar\omega} =$$

$$= \frac{2\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q})}{[\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) + \hbar\omega]\,[\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}) - \hbar\omega]} \simeq$$

$$\simeq -\frac{2\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q})}{(\hbar\omega)^2}.$$

Поэтому для $\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega)$ получаем при $\omega \to \infty$:

$$\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega) \to 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \qquad (50,16)$$

где через ω_p обозначена величина

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{\hbar^2 q^2} \int f(\boldsymbol{k})\,[2\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q})]\,d\boldsymbol{k}. \qquad (50,17)$$

Можно написать, разлагая $\varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})$ в ряд,

$$2\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}) - \varepsilon(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}) \simeq \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial k^2} q^2 = \frac{\hbar^2}{m^*}.$$

Таким образом,

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m^*}.$$

Мы при этом воспользовались формулой (49,14) для определения эффективной массы. Сравнивая ω_p с частотой плазменных колебаний классической плазмы (46,16) ч. IV, мы убеждаемся в их тождественности. Дисперсионное уравнение, определяющее связь между частотой и волновым вектором, согласно (33,18) ч. IV имеет вид

$$\varepsilon(\boldsymbol{q}, \omega) = 0.$$

При этом мы считаем плазменные волны продольными (ср. § 33 ч. IV).

Это дает

$$\omega = \omega_p.$$

Таким образом, в квантовой плазме, так же как в классической, могут существовать незатухающие (точнее, не затухающие в нашем приближении) плазменные колебания.

Смысл этого результата тот же, что и в классической теории плазмы: если сдвинуть достаточно большую группу отрицательно заряженных частиц с массой m^* относительно неподвижного положительно заряженного фона, то сдвинутые частицы начнут совершать колебания около положения равновесия с плазменной частотой.

Если бы мы не ограничивались первым членом разложения в знаменателе (50,8), то вместо (50,16) для частоты $\omega(\boldsymbol{q})$ было бы получено более сложное дисперсионное уравнение, из которого следует, что возможны квантованные плазменные колебания с частотами, отличными от ω_p. Кванты плазменных колебаний получили название плазмонов.

Посмотрим теперь, каковы энергетические условия возбуждения плазменных колебаний.

Для того чтобы электрон мог возбудить коллективные колебания в системе, т. е. излучить квант с частотой ω_p и волновым числом $\boldsymbol{q}$, необходимо, чтобы был выполнен закон сохранения энергии

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar^2 (\boldsymbol{k} - \boldsymbol{q})^2}{2m} = \hbar\omega_p$$

или

$$\frac{\hbar^2}{2m}(2\boldsymbol{kq} - \boldsymbol{q}^2) = \hbar\omega_p. \qquad (50,18)$$

Поскольку для электронов волновой вектор $|\boldsymbol{k}|$ не превышает его значение на поверхности Ферми k_F, мы видим, что условие (50,18) не выполняется при малых значениях $\boldsymbol{q}$. Это означает, что возбуждение плазменных колебаний в системе свободных электронов возможно только при $q > \frac{\omega_p m}{\hbar k_p} = \frac{\omega_p}{v_F}$, где v_F — скорость на поверхности Ферми. Энергия кванта плазменных колебаний $\hbar\omega_p \sim 20$ *эв*. Это означает, что отдельный электрон с термической энергией не может возбудить плазменные колебания в металле. Это и не удивительно — плазменные колебания отвечают коллективному движению больших групп частиц.

Если, однако, ввести в металл заряженную частицу, например, электрон, обладающую достаточно большой энергией, то такая частица может возбудить рассмотренные здесь плазменные колебания.

Это обстоятельство позволило успешно осуществить опыты с возбуждением колебаний в плазме твердых тел. Из сказанного не следует, однако, сделать вывод о том, что плазменные колебания вовсе отсутствуют в системе электронов в металле. В отличие от классической плазмы, в квантовой плазме могут существовать нулевые колебания, имеющие энергию $\frac{\hbar\omega_p}{2}$. Это — нулевые кванты или нулевые плазмоны.

В нулевых колебаниях участвуют коррелированным образом большие группы электронов.

Оценим размеры этой области по порядку величины. Длина волны, включающей группу частиц $\lambda_{\min} = \frac{2\pi}{q}$, должна быть больше среднего расстояния экранирования l_D. Пользуясь (50,18) и (50,15), получаем

$$\lambda_{\min} > \frac{v_F}{\omega_p}.$$

Более короткие плазменные волны не могут реализоваться.

Можно сказать, таким образом, что в плазменных волнах участвуют электроны, находящиеся на сравнительно больших расстояниях, больших чем $\lambda_{\min}$.

Мы располагаем теперь необходимыми сведениями о системе электронов в твердом теле и можем сделать более обоснованное суждение о роли взаимодействия между ними в общем поведении системы. Запишем часть гамильтониана, характеризующую взаимодействие между электронами в виде двух слагаемых:

$$H' = \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} = \sum_{\substack{i \neq j \\ |r_i - r_j| > \lambda_{\min}}} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} + \sum_{\substack{i \neq j \\ |r_i - r_j| < \lambda_{\min}}} \frac{e^2}{|r_i - r_j|}.$$

Первая сумма включает в себя только слагаемые, у которых расстояние между частицами больше $\lambda_{\min}$. Это взаимодействие при низких энергиях электронов $\varepsilon < \varepsilon_F$ приводит к возникновению нулевых плазменных колебаний. Эта сумма вносит некоторое постоянное слагаемое в полный гамильтониан. Вторая сумма распространяется на пары, находящиеся внутри сферы экранирования. Такие пары взаимодействуют между собой по закону (50,14). Поэтому соответствующее слагаемое дает лишь очень малый вклад в полный гамильтониан. Расчет показывает, например, что изменение теплоемкости электронного газа, обусловленное экранированным взаимодействием, составляет всего несколько процентов. Таким образом, общий вывод, который можно сделать из приведенных выше рассмотрений, сводится к тому, что благодаря эффекту экранирования влияния взаимодействия между электронами на свойства твердого тела оказывается сравнительно не существенным. Это особенно относится к электронам с энергией, близкой к энергии Ферми. У этих электронов всегда имеется возможность оттолкнуть от себя облако электронов и двигаться вместе с этой «негативной» или «дырочной» шубой.

Расчет показывает, что такое образование обладает значительным временем жизни. Это обстоятельство позволяет считать образование (электрон + облако) стабильной квазичастицей. Большое время жизни связано с принципом Паули, который мешает электронам, входящим в облако «шубу», изменять свое состояние. Появление подвижных квазичастиц тесно связано с тепловым возбуждением системы, когда в ней происходят переходы электронов в незаполненные состояния. Поэтому систему электронов при $T \neq 0$ можно рассматривать как электронную жидкость, в которой движутся элементарные тепловые возбуждения. Эти возбуждения (или квазичастицы) движутся независимо друг от друга, обладают зарядом ($-e$), массой m^* и спином 1/2 и подчиняются статистике Ферми. Для краткости мы будем называть эти квазичастицы электронами.

Подчеркнем, что неучтенные факторы, например, дискретное распределение положительного заряда, не изменяет полученного качественного вывода.

Взаимодействие электрона (квазичастицы) с фононами, как мы увидим ниже, приводит к образованию вокруг него облака, «шубы» фононов, которое движется вместе с ним, изменяя его массу, так что $m^* \rightarrow m^{**}$. Взаимодействие между электронами непосредственно проявляется в ряде эффектов, например, в изменении скорости звука в металле по сравнению с диэлектриком. И тем не менее, характер этого взаимодействия показывает, почему модель идеального газа свободных электронов правильно передает основные свойства системы электронов в металлах. Экранирование существенно уменьшает взаимодействие между электронами. Главный эффект взаимодействия сводится к изменению эффективной массы.

§ 51. Модель металла, полупроводника и диэлектрика

Мы можем перейти теперь к обсуждению свойств системы электронов в твердом теле.

На основании результатов предыдущего параграфа при качественном описании поведения системы электронов ее можно заменить системой квазичастиц — фермионов. В дальнейшем мы