пределах нескольких k_BT над энергией Ферми, более полезна альтернативная форма. При $E - E_F \gg k_BT$ имеем $f_0 \approx \exp[(E_F - E)/k_BT]$, и, следовательно, $-\partial f_0/\partial E \approx f_0/k_BT$. Таким образом,

$$\sigma = \frac{1}{k_BT}\int \sigma_E(0) f_0\, dE \equiv \int e\mu(E)\, n(E)\, dE, \tag{1.85}$$

где

$$n(E) = g(E) f_0(E), \quad \mu(E) = \frac{\sigma_E(0)}{k_BTeg(E)}. \tag{1.86}$$

Согласно этому проводимость создается вкладами отдельных состояний, локализация или делокализация которых дается величиной «подвижности» $\mu(E)$. Мы вернемся к этому в гл. 3.

§ 11. Малый полярон

Обратимся теперь к обсуждению сильного электрон-фононного взаимодействия. Некоторые аспекты этой проблемы уже обсуждались в ч. II, § 50. В использованном там приближении мы смогли ввести новую квазичастицу — полярон. Его главными свойствами по сравнению с блоховским электроном были: а) понижение его энергии в самоиндуцированной им потенциальной яме на величину $\alpha\hbar\omega_L$ и б) изменение его эффективной массы от m^* до $m^{**} = m^*/(1-\alpha/6)$. Здесь $\hbar\omega_L$ — энергия виртуальных продольных фононов, которые образуют фононное облако полярона, α — константа связи электрон-фононного взаимодействия. Результаты ч. II, § 50 были ограничены областью $\alpha \ll 1$.

Важным параметром, который в ч. II, § 50 не обсуждался, является размер полярона. Самоиндуцированное распределение заряда полярона может быть рассчитано подобно результату (ч. II.50.17). Получаем распределение, экспоненциально убывающее с увеличением расстояния, с характерной длиной $r_0 = (\hbar/2m^*\omega_L)^{1/2}$, которую можно интерпретировать как «радиус» полярона. Для твердых тел, имеющих константу связи $\alpha \leqslant 1$, радиус принимает значения между 10 и 100 постоянными решетки.

Смысл r_0 следует также из простой оценки. Рассмотрим покоящийся полярон. Неопределенность его энергии вследствие поглощения и испускания виртуальных фононов $\Delta E = \hbar\omega_L$. Поскольку $E = \hbar k^2/2m^*$, этому сопутствует, следовательно, неопределенность волнового числа $\Delta k = (2m^*\omega_L/\hbar)^{1/2}$. Это ведет к неопределенности положения $\Delta r = 1/\Delta k = r_0$.

Если константа связи превышает единицу, приближение ч. II, § 50 нарушается. Можно, правда, еще учесть более высокие члены ряда теории возмущений, но лучше перестроить гамильтониан с помощью канонического преобразования. Это было сделано Ли, Лоу и Пайнсом и усовершенствовано впоследствии другими авторами (см. задачу 4.2). Наиболее важные из найденных результатов за-