ные состояния могут обладать сильно отличающимися энергиями. При любом переходе разность энергий должна быть возмещена фононом. Вероятность перехода может стать настолько малой, что переход к более удаленным состояниям, который включает меньшую затрату энергии, становится более вероятным. Таким образом, следует добавить к *перескоку к ближайшему соседу* новую возможность перескока, а именно, *перескок* на *меняющуюся длину*. Такие процессы мы рассмотрим в дальнейшем, предполагая, что поляронными эффектами можно пренебречь и что в переходе участвует только один фонон. Это упрощение не всегда отвечает эксперименту.

Рисунок 44 иллюстрирует процессы перескоков между состояниями, которые статистически распределены как в пространстве,

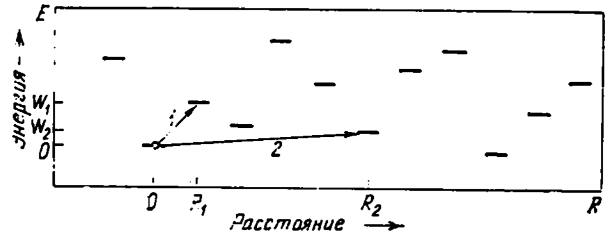

Рис. 44. Процессы перескоков между локализованными состояниями со статистически распределенными положением и энергией. Вероятность перескока определяется расстоянием в пространстве и разностью энергией между двумя состояниями

так и по энергии. Рассмотрим, в частности, два состояния, локализованные возле $\mathbf{R}_i$ и $\mathbf{R}_j$. Допустим, что они обладают энергиями E_i и E_j $(E_j > E_i)$. Легко можно получить доминирующие члены в вероятности перехода w_{ij}.

Электрон проходит *расстояние* $R = |\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_i|$ путем туннелирования. Фактором, определяющим вероятность туннелирования, является перекрытие волновых функций этих двух состояний. Простейшим выражением волновой функции локализованного состояния является экспоненциально спадающая от центра $\psi \propto \propto \exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{R}_i|/\lambda)$, где λ — мера протяженности состояния (длина локализации). Если λ одинакова для двух состояний, вероятность туннелирования пропорциональна $\exp(-2R/\lambda)$.

Разность энергий $W = E_j - E_i$ (для положительной W) должна быть обеспечена фононом. Поэтому W не может быть больше, чем максимальная энергия фононного спектра. Здесь и заключена трудность нашей упрощенной модели. Принимая во внимание, что мы ограничились неполярными твердыми телами, можно использовать приближение Дебая (ч. I, § 32). Тогда для однофононных процессов $W \leqslant k_B\Theta_D = \hbar s q_D$. Здесь Θ_D — дебаевская температура, q_D — максимальное волновое число в дебаевском спектре и s — скорость звука. Число фононов с энергией W в состоянии теплового равно-