

Однофононные процессы дают

$$G_1(\omega) = \exp(-S) \sum_k \frac{1}{2} \left\{ \frac{\bar{n}_k + 1}{\bar{n}_k} \right\} Q_{k0}^2 \delta(E_f - E_j - \hbar\omega \pm \hbar\omega_{ph}) \quad (2.103)$$

для испускания или поглощения фононов соответственно. Здесь $\bar{n}_k$ — средние значения распределения фононов при тепловом равновесии в исходном состоянии.

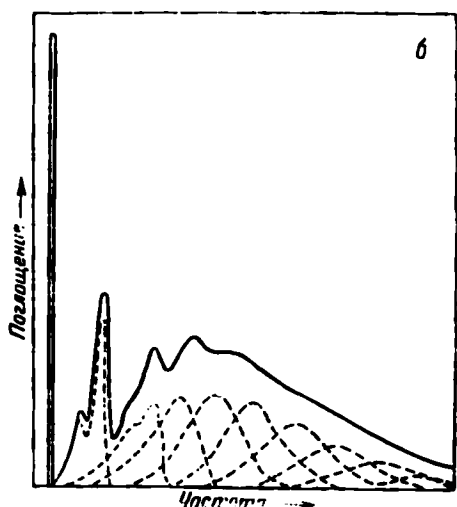
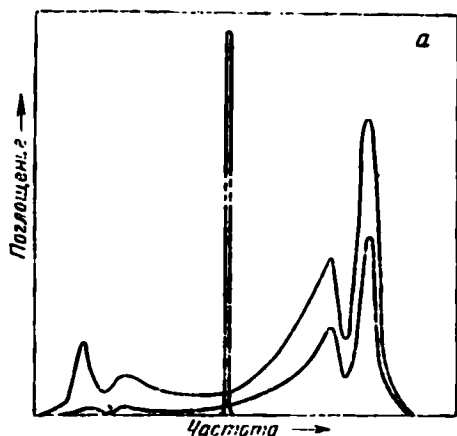


Рис. 31. Вклад в поглощение: а — бесфононных и однофононных процессов при двух разных температурах [согласно (2.102) и (2.103)], б — многофононных процессов при $T=0$ [согласно (2.104)], схематично. (По Прайсу [121].)

Вкладами от многофононных процессов можно пренебречь. Если подставить в качестве $\bar{n}_k$ распределение Бозе, получается спектр показанного на рис. 31, а вида. При $T=0$ спектр содержит только хвостовые части для энергий фотонов выше бесфононной линии, поскольку нет возбужденных фононов, которые могли бы быть поглощены.

Для сильной связи находим

$$G(\omega) = \exp(-S) \sum_{r=0}^{\infty} \frac{S^r}{r!} B_r(\omega),$$

$$\int d\omega B_r(\omega) = 1. \quad (2.104)$$

$B_r(\omega)$ представляют собой весьма сложные выражения, которые мы не будем здесь приводить. Каждый член ряда описывает процессы с участием r фононов.

Конфигурация полосы поглощения при $T=0$ (нет поглощения фононов) показана на рис. 31, б. Вклады r -фононных процессов дают в совокупности спектр сложной конфигурации, который отделен от линии поглощения бесфононного процесса. При $T \neq 0$ возникает также боко-