ции электрона и дырки, происходит излучательно. Спектры люминесценции таких кристаллов содержат линии, которые дают информацию о состояниях связанного экситона. Пример показан на рис. 33. Две линии A и B представляют собой бесфононные переходы, в которых связанные экситоны из состояния с $J=1$ и $J=2$ рекомбинируют в основное состояние $J=0$. Наряду с этими переходами можно видеть боковые полосы, в которых дополнительно испускаются фононы с энергиями, соответствующими критическим точкам в спектре колебаний.

О теории связанных экситонов и свойствах изоэлектронных дефектов см. среди прочих работу Цайя [103.XI], Шрёдера [103.XIII] и многочисленные статьи в [124].

§ 24. Дефекты кристаллической решетки как центры рассеяния, эффект Кондо

Рассеяние электронов на дефектах вносит вклад в столкновительный член в уравнении Больцмана и, следовательно, ограничивает подвижность свободных носителей заряда аналогично электрон-фононной связи. Наиболее важным механизмом является рассеяние на заряженных дефектах.

Рассматриваем простой случай рассеяния свободного электрона эффективной массы m^* на отдельном положительно или отрицательно заряженном дефекте в среде с диэлектрической проницаемостью ε_0. Эта модель применима к (мелким) водородоподобным дефектам, концентрация которых настолько мала, что процессы рассеяния на различных дефектах независимы друг от друга. Мы, однако, не хотим ограничивать себя случаем полупроводника (невырожденный электронный газ) или металла (вырожденный электронный газ). Потенциал взаимодействия представляет собой экранированный кулоновский потенциал вида $V(r) = \pm(e^2/\varepsilon_0 r)\exp(-\lambda r)$. Для металлов, согласно (ч. I.13.20), следует взять в качестве постоянной экранирования $\lambda = (6\pi e^2 n/\varepsilon_0 E_F)^{1/2}$. Для полупроводников воспользуемся дебаевским радиусом $\lambda = (\varepsilon_0 k_B T/4\pi e^2 n)^{1/2}$.

С этим выражением для $V(\mathbf{r})$ вычисляем, используя также плоские волны $|\mathbf{k}\rangle$, матричный элемент перехода и получаем [ср. (ч. I.12.2)]

$$\langle\mathbf{k}'|V|\mathbf{k}\rangle = \pm\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 V_g}\frac{1}{\lambda^2+(\mathbf{k}'-\mathbf{k})^2}. \tag{2.105}$$

Процесс рассеяния упругий ($k=k'$), так что, обозначив через θ угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, имеем $(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 = 2k(1-\cos\theta)$. Для вычисления вероятности перехода (ч. II.49.10) используем матричный элемент (2.105). Подставляем это в столкновительный член уравнения Больцмана. Здесь можно воспользоваться справедливым для упругих процессов рассеяния уравнением (ч. II.53.8), которое дает обратное время релаксации непосредственно. Если выполнить