И в этом случае поверхностная рекомбинация уменьшает величину фототока, а ее влияние определяется безразмерной величиной S.

Обобщение формулы (6.10) на случай $\tau_p \neq \tau_n$ (а также на случай наличия магнитного поля) будет дано в Приложении VII.

§ 7. Затухание фотопроводимости в тонких пластинках и нитевидных образцах

Поверхностная рекомбинация изменяет не только стационарную фотопроводимость, но и кинетику ее установления и затухания. Рассмотрим этот вопрос на примере тонкой пластинки с $A \ll B, C$ (рис. 10.19). Положим, что в момент времени $t = 0$ объемная генерация выключается, и найдем закон убывания во времени концентрации избыточных носителей. В этом случае мы должны рассматривать зависящее от времени уравнение непрерывности, которое в отсутствие внешнего электрического поля есть

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{\delta p}{\tau_{\text{об}}}. \tag{7.1}$$

Здесь объемное время жизни мы отметили индексом «об», чтобы его не смешивать с временем затухания фотопроводимости. Граничные условия имеют тот же вид, что и в § 6, и выражаются формулой (5.9) при $z = \pm A$ и $g_s = 0$. Из симметрии задачи следует ожидать, что решение (7.1) будет симметрично относительно плоскости $z = 0$.

Нетрудно видеть, что общее решение уравнения (7.1) можно записать в виде

$$\delta p(t, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \alpha_m e^{-t/\tau_m} \cos maz, \tag{7.2}$$

где m — целые числа, а α_m, τ_m и a — постоянные. Действительно, подставляя выражение (7.2) в уравнение (7.1), мы находим, что это уравнение удовлетворяется при условии, что между τ_m и a выполняется соотношение

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{1}{\tau_{\text{об}}} + Da^2m^2. \tag{7.3}$$

Полагая в (7.2) $t = 0$, мы также видим, что α_m суть коэффициенты разложения в ряд Фурье начального распределения носителей $\delta p(0, z)$.

Из формулы (7.2) видно, что затухание δp выражается суммой экспонент и, следовательно, сложным, не экспоненциальным законом. Однако, как показывает формула (7.3), характеристические времена τ_m быстро уменьшаются с увеличением m. Поэтому, если исключить начальный период затухания, приближенно можно пользоваться асимптотическим решением, оставив в формуле (7.2) только один член с $m = 1$. Тогда

$$\delta p \simeq \alpha e^{-t/\tau} \cos az, \tag{7.2a}$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{об}} + \frac{1}{\tau_s}, \qquad \frac{1}{\tau_s} = Da^2. \tag{7.3a}$$

Здесь дополнительное слагаемое τ_s^{-1} выражает влияние поверхностной рекомбинации на постоянную времени затухания, а время τ_s часто называют *поверхностным временем жизни* (в отличие от объемного времени жизни $\tau_{об}$).

Постоянную a можно найти из граничных условий. Подставляя решение (7.2a) в соотношение (5.9) (при $g_s = 0$), мы получаем для a трансцендентное уравнение

$$\operatorname{tg}(aA) = \frac{s}{aD}, \tag{7.4}$$

которое требует численного расчета.

Задача упрощается в двух предельных случаях.

а) s очень велика, так что $s/(aD) \gg 1$. Тогда можно приближенно положить $aA \simeq \pi/2$ и формула (7.3a) для τ_s дает

$$\frac{1}{\tau_s} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{D}{A^2} \qquad \left(\frac{s}{aD} \gg 1\right). \tag{7.5}$$

В этом случае τ_s вовсе не зависит от скорости поверхностной рекомбинации. Физический смысл этого результата состоит в том, что при очень большой s избыточные носители заряда практически мгновенно рекомбинируют на поверхности, так что «узким местом» процесса является приток частиц к поверхности. А он зависит только от коэффициента диффузии и толщины пластинки.

б) Выполняется условие $s/(aD) \ll 1$. Здесь можно приближенно считать $\operatorname{tg}(aA) \simeq aA$. Тогда уравнение (7.4) дает $a^2 = s/(DA)$ и мы получаем

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{s}{A} \qquad \left(\frac{s}{aD} \ll 1\right). \tag{7.6}$$

В рассматриваемом случае узким местом является поверхностная рекомбинация. Поэтому τ_s^{-1} пропорционально s и не зависит от коэффициента диффузии.

Формулы (7.3a) и (7.6) лежат в основе ряда методов измерения скорости поверхностной рекомбинации. Измеряя сначала объемное время жизни $\tau_{об}$, а затем постоянную затухания в тонкой пластинке τ, можно определить τ_s, а отсюда по формуле (7.6) найти s.

Рассуждая, как и выше, можно легко найти и постоянную затухания в «нитевидном» образце ($A \sim B$, но $C \gg A, B$). Тогда вместо формул (7.5) и (7.6) мы имеем

$$\frac{1}{\tau_s} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 D\left(\frac{1}{A^2} + \frac{1}{B^2}\right), \tag{7.5a}$$

$$\frac{1}{\tau_s} = s\left(\frac{1}{A} + \frac{1}{B}\right). \tag{7.6a}$$