

Глава 8. Взаимодействие световых волн со свободными электронами [14]

В предыдущих главах чаще всего предполагалось, что электроны, с которыми взаимодействует световая волна, находятся в связанном состоянии.

Если же волна будет взаимодействовать со свободными электронами, то это взаимодействие приобретает принципиально иной характер. Самым существенным является тот факт, что свободный электрон (как и любая другая заряженная частица) не может ни поглощать энергию из световой волны, ни излучать энергию в эту волну. Электрон может получать лишь небольшую энергию “отдачи” в процессе рассеяния света.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим с квантовых позиций акт поглощения фотона с частотой ω свободным электроном (диаграмма этого простейшего процесса показана на рис. 8.1). Оказывается, что такой процесс не может реализоваться, поскольку при этом не могут быть одновременно выполнены законы сохранения энергии и импульса.

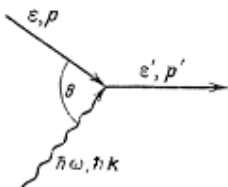


Рис. 8.1. Поглощение фотона свободным электроном.

Действительно, анализируя процесс поглощения одной частицей (электроном) другой (фотона), необходимо приравнять энергии и импульсы этих частиц до и после взаимодействия. Рассмотрим вначале случай нерелятивистского движения электрона.

Энергия электрона до взаимодействия $\varepsilon = \bar{p}^2/2m$, после взаимодействия $\varepsilon' = (\bar{p}')^2/2m$; \bar{p} , \bar{p}' – импульсы электрона до и после взаимодействия, m – его масса; энергия фотона есть $\hbar\omega$, импульс – $\hbar\bar{k}$, где \bar{k} – волновой вектор, при этом $|\hbar\bar{k}| = \hbar\omega/c$. Так как

$$\varepsilon' = \varepsilon + \hbar\omega, \quad \bar{p}' = \bar{p} + \hbar\bar{k}, \quad (8.1)$$

или

$$\frac{(\bar{p} + \hbar\bar{k})^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} + \hbar\omega,$$

то

$$\frac{\hbar\omega}{2mc^2} + \frac{p}{mc} \cos\theta = 1, \quad (8.2)$$

где θ – угол между \bar{p} и \bar{p}' или

$$\cos\theta = \frac{1}{pc} \left(mc^2 - \frac{1}{2} \hbar\omega \right) = \frac{c}{V} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{2mc^2} \right). \quad (8.3)$$

Обычно в оптическом диапазоне $\hbar\omega = 1 - 10$ эВ, $mc^2 \approx 0,5$ МэВ, поэтому $(1/2)\hbar\omega \ll mc^2$. Релятивистский анализ приводит к аналогичному выводу.

В релятивистском случае

$$\varepsilon = \sqrt{m^2 c^2 + \bar{p}^2 c^2}, \quad \varepsilon' = \sqrt{m^2 c^4 + \bar{p}'^2 c^2},$$

из (1) получаем

$$\cos\theta = \sqrt{1 + m^2 c^2 / p^2}, \quad (8.4)$$

откуда видно, что снова $\cos\theta > 1$. Тем самым мы убеждаемся, что процесс, изображенный на диаграмме рис 8.1 и состоящий в поглощении свободным электроном фотона, невозможен.

Этому факту можно дать простую интерпретацию, используя классическое описание поля с помощью уравнений Максвелла. При таком подходе уравнение движения электрона имеет вид

$$\ddot{\bar{r}} \approx + \frac{e}{m} \bar{E}(t, \bar{r}) \approx + \frac{e}{m} \bar{E}_0 \cos\omega t. \quad (8.5)$$

Его решение определяется выражением

$$\bar{r}(t) = \frac{1}{2} \bar{r}_0 \exp(-i\omega t) + \text{к.с.} = \bar{r}_0 \cos\omega t, \quad (8.6)$$

где

$$\bar{r}_0 = - \frac{e}{m\omega^2} \bar{E}_0. \quad (8.7)$$

Тогда

$$\dot{\bar{r}}(t) = +i \frac{e}{2m\omega} \bar{E}_0 \exp(-i\omega t) + \text{к.с.} = \frac{e}{m\omega} \bar{E}_0 \sin\omega t. \quad (8.8)$$

В силу последнего выражения средняя за период мощность работы поля над свободным электроном равна

$$W = \langle e \bar{E}(t) \dot{\bar{r}}(t) \rangle = e \bar{E}_0 \left\langle \cos\omega t \left(\frac{e}{m\omega} \sin\omega t \right) \right\rangle = 0. \quad (8.9)$$

Теперь становится понятным, что неэффективность воздействия излучения на свободный электрон, связанная с тем, что мощность, передаваемая электрону равна нулю, обусловлена наличием сдвига фаз между полем и скоростью электрона, точно равного $\pi/2$.

Если в процессе взаимодействия электрона со свободной волной, он испытывает столкновение с ионами, как это имеет место в плазме, то указанный сдвиг по фазе может меняться в широком интервале. Это

указывает на наличие специфической возможности поглощения электроном энергии электромагнитной волны. Реализующий ее столкновительный механизм поглощения электромагнитной волны электронным газом получил название обратнотормозного поглощения или поглощения за счет обратнотормозного эффекта. Такого рода терминология получила распространение, поскольку описанный механизм можно рассматривать в качестве обратного по отношению к эффекту тормозного излучения электрона, испытывающего соударение с более тяжелой частицей.

Глава 9. Особенности взаимодействия излучения с металлами и полупроводниками [8, 15, 16]

§ 9.1. Элементы металлооптики

В ИК- и видимой области оптического диапазона металлы хорошо отражают падающее излучение (на это указывает, в частности, характерный металлический блеск). Это объясняется высокой концентрацией в металле свободных электронов ($10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$), которые в процессе рассеяния света формируют сильно отраженную волну. Поглощение фотонов непосредственно электронами проводимости возможно только при одновременных столкновениях электронов с узлами кристаллической решетки, фононами, различного рода примесями, друг с другом, поверхностью металл, границами зерен. (Это следует из материала главы 8). Формирование из рассеянного света отраженной волны происходит вблизи поверхности в тонком скин-слое толщиной $\delta_s \ll 1 \text{ мкм}$, в котором затухает проникающее в металл излучение.

В результате указанной роли свободных электронов оптические и электрические свойства металлов оказываются взаимосвязанными: чем больше статическая проводимость металла σ , тем сильнее он отражает свет. Отклонения возникают при низких температурах и на высоких частотах (начиная с видимой области спектра и выше), когда важную роль играют квантовые эффекты, связанные, в частности, с межзонными переходами. В ультрафиолетовом и более коротковолновом диапазонах с излучением взаимодействуют электроны внутренних оболочек атомов, например, в рентгеновской области спектра металлы уже не отличаются от диэлектриков по оптическим свойствам.

Теорию взаимодействия излучения с металлами несложно построить, если в уравнениях Максвелла для диэлектриков заменить диэлектрическую проницаемость ε комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon - i\sigma/\omega, \quad (9.1.1)$$

то получим уравнения для проводящих сред.

В комплексной форме можно представить и волновое число. Известно, что в диэлектрической среде между волновым числом $k(\omega)$, частотой ω и диэлектрической проницаемостью существует дисперсионное соотношение

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_m^2} = \omega^2 \mu \varepsilon = \frac{\omega^2 n^2}{c^2}. \quad (9.1.2)$$

Для проводящей среды волновое число следует заменить комплексным волновым числом

$$k^2(\omega) = \omega^2 \varepsilon \mu - i\omega \sigma \mu = (k(\omega) - is)^2. \quad (9.1.3)$$

В вышеприведенных формулах σ - проводимость среды, связывающая плотность тока j с напряженностью электрического поля E ($j = \sigma E$), $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, $\mu = \mu_0 \mu_r$, ε_r, μ_r - относительные соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, c_m - скорость света в среде, $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ - скорость света в вакууме.

Вновь разделяя действительные и мнимые части комплексного волнового числа, получим

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &= \frac{\omega^2 \varepsilon \mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \right)^2} + 1 \right], \\ s^2(\omega) &= \frac{\omega^2 \varepsilon \mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \right)^2} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (9.1.4)$$

Для проводящей среды решения уравнений Максвелла в виде плоских волн будут иметь вид

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp\{-i[\omega t - (k - is)z]\} = E_0 \exp(-sz) \exp[-i(\omega t - kz)], \\ H &= H_0 \exp\{-i[\omega t - (k - is)z]\} = H_0 \exp(-sz) \exp[-i(\omega t - kz)]. \end{aligned} \quad (9.1.5)$$

Обычно $\sigma / \varepsilon_r \varepsilon \omega \approx \sigma / \varepsilon \omega \gg 1$, следовательно, в (4) можно пренебречь стоящей в квадратных скобках единицей. Выражение для δ примет вид

$$\delta = \frac{1}{s} = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu}}. \quad (9.1.6)$$

Формула (6) тем точнее, чем больше частота электромагнитной волны. Выразим величину $s = 1/\delta$ через плазменную частоту ω_p :

$$s = \sqrt{\frac{\sigma \omega \mu}{2}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\sigma \omega \mu_r}{2 \varepsilon_0}} = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega \mu_r}{2 \gamma}}, \quad (9.1.7)$$

где проводимость $\sigma = Ne^2 / (m\gamma)$, величина $\gamma = \frac{e^2 N}{me^2}$ характеризует частоту столкновения электронов с кристаллической решеткой или частоту релаксации электронов проводимости (N - плотность электронов), $\omega_p = e \sqrt{\frac{N}{m \varepsilon_0}}$ - плазменная частота, которая играет для

плазмы роль собственной частоты; она характеризует не отдельные частицы (их собственные частоты можно приравнять нулю), а весь коллектив заряженных частиц, из которых состоит плазма.

На практике обычно $\mu_r \approx 1$, поэтому

$$s = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\gamma}}, \quad \delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2\gamma}{\omega}}. \quad (9.1.8)$$

Для меди $\sigma = 5,14 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$. Для световых волн ($\lambda \approx 0,5 \text{ мкм}$) глубина проникновения $\delta = 3 \text{ нм}$, т.е. говорить о распространении света в проводнике не имеет смысла. Однако уже для радиоволн ($\lambda = 10^3 \text{ м}$) глубина проникновения составляет $\delta = 2,5 \text{ мм}$. Используя эти оценки, легко определить те толщины листового металла, которые необходимы для экранирования соответствующих длин электромагнитных волн. Отметим, что электромагнитные волны, особенно низкочастотные ($\omega\varepsilon/\sigma \ll 1$), хорошо отражаются от металлов. Это отражение, как ни странно, физически связано с затуханием электромагнитной волны в тонком поверхностном слое металла (формула 8). Волна затухает в металле на глубине порядка λ , поэтому она не успевает передать значительную часть своей энергии свободным электронам и почти полностью отражается. Интересно отметить, что и фазовая скорость в проводящей среде уменьшается. Действительно,

$$c_m = \frac{k}{\omega} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \left\{ \frac{2}{[1 + (\sigma/\omega\varepsilon)^2]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2}. \quad (9.1.9)$$

Следовательно, фазовая скорость электромагнитной волны в проводнике меньше, чем в непроводящей среде с тем же значением ε (при одинаковых магнитных проницаемостях), т.е. наличие в среде проводимости уменьшает фазовую скорость.

Длина волны в проводящей среде равна

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\varepsilon}} \left\{ \frac{2}{[1 + (\sigma/\omega\varepsilon)^2]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2}, \quad (9.1.10)$$

т.е. уменьшается по сравнению с длиной волны в непроводящей среде с теми же значениями диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями.

Комплексное волновое число целесообразно представить в виде

$$\tilde{k}(\omega) = k(\omega)\exp(i\varphi), \quad k(\omega) = \sqrt{k^2 + s^2}, \quad \text{tg}\varphi = \frac{s}{k}. \quad (9.1.11)$$

Можно показать, что величина φ определяет сдвиг по фазе между колебаниями векторов E и B в проводящей среде.

Напомним, что коэффициент отражения R и коэффициент пропускания T можно определить как отношение нормальных компонент усредненного по времени вектора Пойнтинга \bar{S} соответствующих волн. При учете поглощения энергии в средах, формулируя закон сохранения энергии в некотором объеме, следует принять во внимание уменьшение потоков

энергии в падающей, отраженной и проходящих волнах. При этом коэффициенты пропускания T , R , A удовлетворяют соотношению

$$T+R+A=1 \quad (9.1.12)$$

(A – поглощательная способность вещества).

Рассмотрим подробнее процессы поглощения и отражения излучения от металла, используя представление о комплексном показателе преломления

$$\tilde{n} = \frac{\tilde{k}c}{\omega} = n - ik_p. \quad (9.1.13)$$

Через коэффициент экстинкции k_p может быть выражена величина z , которая определяет глубину проникновения света в металл, т.е. глубину на которой интенсивность электромагнитной волны уменьшается в e раз:

$$z = \lambda_0 / (4\pi k_p).$$

Для металлов k_p в видимой области спектра обычно порядка единицы. Например, для золота при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность $k_p = 2.82$, $z = \lambda_0 / (4\pi k_p) = \lambda_0 / 35.4$. Таким образом, на протяжении длины волны интенсивность света в золоте убывает в $\exp(35.4) = 2 \cdot 10^{15}$ раз. Очевидно, что пленки металлов с толщиной порядка длины волны, как правило, уже практически не прозрачны для света.

Теперь свяжем оптические константы металлов n , k_p с их электрическими постоянными σ , ε . Из (2.6) с учетом того, что $n = \sqrt{\varepsilon}$ имеем

$$\tilde{n}^2 = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} = (n - ik_p)^2. \quad (9.1.14)$$

Разделяя действительную и мнимую части получим искомую связь оптических констант металла n и k_p , с его электрическими характеристиками σ и ε .

$$\begin{aligned} n^2 k_p^2 &= \varepsilon, \\ 2k_p n &= \frac{\sigma}{\omega}. \end{aligned} \quad (9.1.15)$$

В случае идеального проводника $k_p \gg n$, $R=1$ – вся энергия электромагнитной волны отражается от поверхности металла.

Следует отметить, что отраженные и поглощенные электромагнитные волны формируются не на границе раздела, а в веществе. При этом для непрозрачных твердых тел доля падающего монохроматического излучения,

поглощенного телом, определяется его поглощательной способностью (в случае нормального падения)

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2}, \quad (9.1.16)$$

т.е. A также можно вычислить по данным измерений оптических постоянных или комплексного показателя преломления.

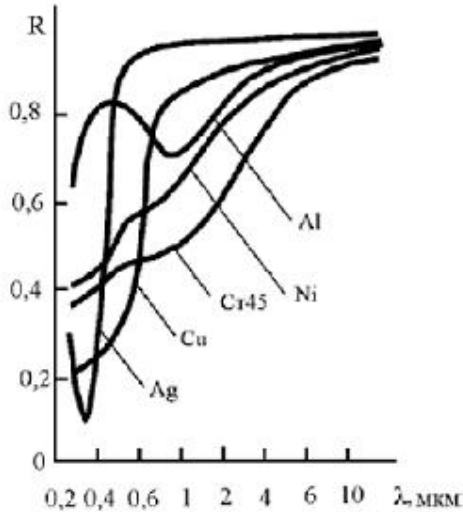


Рис.9.1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ для разных металлов.

Из формулы (16) следует выражение для R

$$R = \frac{(n-1)^2 + k_p^2}{(n+1)^2 + k_p^2}. \quad (9.1.17)$$

При получении формул (16-17) использовалась известная формула Френеля для коэффициента отражения от диэлектрика, в которой действительный показатель преломления заменялся на комплексный.

Формулы (16) и (17) являются приближенными, так как получены в предположении, что все электроны в металлах являются свободными. Это приводит к значительному расхождению теоретических зависимостей $R(\lambda)$ и

$A(\lambda)$ от экспериментальных данных (см. рис. 9.1). Теоретическое описание экспериментальных данных можно улучшить, если учесть взаимодействие излучения (прежде всего коротковолнового) со связанными электронами. Этот учет в общем случае может быть корректно проведен лишь с учетом ряда дополнительных квантовомеханических эффектов, включающих внутренний фотоэффект. Однако подробное освещение и анализ этих эффектов выходят за рамки данного пособия.

Поглощение света электронами повышает их энергию. Часть поглощенной энергии электроны передают при столкновении другим электронам, ионам решетки и дефектам кристаллической решетки

(дислокациям, границам зерен и т.д.). Эффективность столкновений, величина которой определяет разогрев металла, будет зависеть от частиц, между которыми происходит обмен энергией. При этом $\nu_{ee} > \nu_{ei} > \nu_{ep}$, где ν_{ee} – частота столкновений электрон – электрон, ν_{ep} – частота столкновений электронов с примесями и дефектами в металле, ν_{ei} – частота столкновений электронов с фононами, которые рождаются в металле при движении свободных электронов, скорость которых выше, чем скорость звука в металле. Фононы представляют собой акустические волны, которые и передают энергию электронов решетке. Такой механизм вполне реален, т.к. электрону, получившему избыток тепловой энергии вследствие поглощения кванта света, часто недостаточно одного столкновения для передачи избыточной энергии, т.е. процесс релаксации энергии может быть многостадийным, и, следовательно, носит диффузионный характер. По этой причине перераспределение энергии происходит не в скин-слое ($\delta = 10^{-8}$ м), а в слое l_α

$$l_\alpha = \sqrt{D/\nu_{ee}} = 10^{-7} \text{ м}, \quad (9.1.18)$$

где D – коэффициент диффузии электронов. При этом происходит нагрев металла. Далее тепло, поглощенное в слое l_α , механизмами теплопроводности передается вглубь материала. Характерные времена передачи поглощенной энергии металлу

$$\tau = \frac{1}{\nu_{ei}} = 10^{-12} \div 10^{-11} \text{ с.}$$

9.2 Механизм поглощения света и передачи энергии в полупроводниках

В случае полупроводников процесс поглощения света более сложен, чем в металлах. В полупроводниках, имеющих при комнатной температуре незначительную концентрацию свободных электронов, поглощение света определяется, в основном, связанными электронами (имеются в виду собственные полупроводники). Сильно поглощать излучение на частоте ω будут лишь те полупроводники, для которых энергия кванта $h\omega$ больше ширины запрещенной зоны E_g .

Зависимости оптических характеристик полупроводников от длины волны имеют сложный характер, что связано со сменой механизмов поглощения при изменении длины волны. На рис. 9.2 приведены экспериментальные спектры отражения и поглощения кремния. Из него следует, что в кристалле Si поглощение света с длиной волны $\lambda > 1$ мкм мало, хотя коэффициент отражения достаточно велик. При $\lambda < 1$ мкм поглощение в кристаллическом кремнии резко возрастает. В ближнем ультрафиолетовом диапазоне при условии $\omega > \omega_p$ значение R и k_p снова падает, как и в металлах.

Ниже мы ограничимся рассмотрением случая, когда $\hbar\omega > E_g$ и обеспечиваются условия сильного поглощения – поглощающие полупроводники.

У всех полупроводников, включая кремний (рис. 9.2), существует

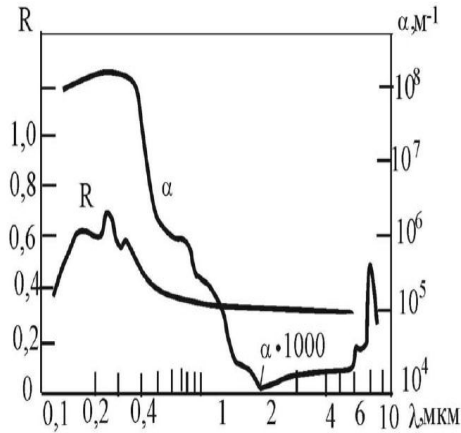


Рис. 9.2. Экспериментальные зависимости коэффициентов отражения $R(\lambda)$ и поглощения $\alpha(\lambda)$ для кристаллического кремния.

широкая спектральная область интенсивного поглощения, ограниченная со стороны длинных волн резким краем. Это обусловлено тем, что поглощение фотонов с достаточно большой энергией сопровождается переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Свет же с частотой $\omega < E_g/\hbar$ проходит сквозь собственный (не содержащий примесей) полупроводник, не вызывая фотоионизации. Возрастание коэффициента поглощения для фотонов с энергиями $\hbar\omega > E_g$, позволяет оценить значение ширины запрещенной зоны.

Следует отметить, что ширина запрещенной зоны полупроводников уменьшается с ростом температуры. Это происходит, в первую очередь, из-за температурного изменения размеров элементарной ячейки кристалла. На основе представлений квантовой теории о возникновении зон разрешенной энергии из атомных уровней при сближении атомов удастся качественно объяснить как сужение запрещенной зоны при возрастании температуры, характерное для большинства полупроводников, так и обратный эффект, имеющий место, например, в кристаллах типа *PbS*.

Наличие полос поглощения (селективного поглощения) вблизи края основной полосы объясняют существованием экситонного механизма поглощения света. Экситон можно представить себе как возбужденное состояние, переходящее от одной ячейки кристалла к другой, или как систему, состоящую из электрона и положительной дырки, напоминающую атом водорода. Для образования экситона необходима меньшая энергия, чем для генерации пары свободных носителей – электрона и дырки.

Экситон может окончить свое существование либо в результате теплового «довозбуждения», т.е. термической диссоциации, сопровождающейся возникновением электрона и дырки, либо отдавая свою

энергию решетке. Возможно также исчезновение экситона с испусканием фотона. Этот процесс является своеобразным случаем излучательной рекомбинации неравновесных носителей.

Неселективное поглощение излучения свободными электронами, отчетливо наблюдаемое в широкой длинноволновой области спектра ($\hbar\omega < E_g$), обусловлено переходами электронов внутри одной зоны, например зоны проводимости (часто это поглощение называют «поглощением свободными носителями»). Коэффициент поглощения в этом случае приблизительно пропорционален концентрации свободных носителей. Как правило, их концентрация незначительна, по порядку величины она составляет $\sim \exp(-2E_g/kT)$ от концентрации электронов, участвующих в процессе собственного поглощения. Вследствие экспоненциальной зависимости количества электронов проводимости от температуры поглощение этого типа резко возрастает при увеличении температуры.

В действительности, для носителей в совершенной периодической решетке, не возмущенной тепловым движением, в соответствии с законом сохранения импульса переходы в одной зоне являются запрещенными. Однако тепловые колебания и структурные нарушения, с которыми могут взаимодействовать носители тока, обуславливают возможность переходов внутри зоны.

Используя подход аналогичный примененному для расчета коэффициента поглощения свободными электронами в металле, можно показать, что

$$\alpha \sim \lambda^2. \quad (9.2.1)$$

Если учитывать взаимодействие электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне с решеткой, а также влияние примесей и дефектов, то

$$\alpha \sim \lambda^{3/2}. \quad (9.2.2)$$

В случае очень высоких концентраций ионизованных примесных центров, коэффициент поглощения α должен зависеть от длины волны, как $\lambda^{7/2}$; при этой длине волны коэффициент поглощения должен быть пропорционален квадрату концентрации примесных центров.

Анализ явлений захвата и рекомбинации носителей, связанных с локальными центрами и дефектами, удобно провести на основании схемы соответствующих электронных переходов, приведенной на рис. 9.3. Переходы 1, 2 и 3 (рис. 9.3а) соответствуют поглощению света: в основной полосе – 1 и локализованными примесями – 2, 3. В случае 1 возникает пара свободных носителей, в случае 2 – свободный электрон и связанная (локализованная) дырка, в случае 3 – свободная дырка и связанный электрон. Электронные переходы, соответствующие возникновению экситонов или возбужденных примесных центров, а также внутрizonные переходы не указаны, так как они не сопровождаются появлением свободных носителей.

Возникшие в результате фотоионизации неравновесные электроны и дырки существуют до тех пор, пока они не будут захвачены примесными центрами. Этот процесс обычно является более вероятным, чем непосредственная рекомбинация или образование экситона. Центры, способные захватывать свободные носители (ловушки), разделяют на: центры прилипания (в случае, если захваченный носитель имеет большую вероятность обратного термического возбуждения в свободное состояние по сравнению с вероятностью рекомбинации на центре с носителем противоположного знака), и рекомбинационные центры (если наиболее вероятной для захваченного носителя является рекомбинация с носителем противоположного знака).

Вообще говоря, центр с энергетическим уровнем вблизи одной из зон обычно действует как центр прилипания, а центр с уровнем вблизи середины запрещенной полосы – как рекомбинационный центр. Различие между центрами прилипания и рекомбинационными центрами определяется

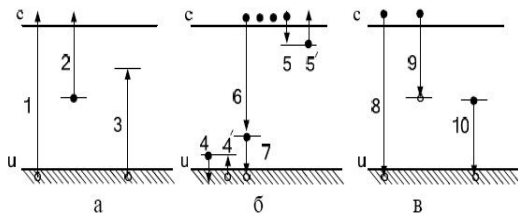


Рис. 9.3. Электронные переходы в полупроводнике с локальными центрами: а – фотоионизация, б – захват носителей, в – рекомбинация

соотношением вероятностей термического освобождения и рекомбинации. Переходы 4 и 4' и 5 и 5' на рис. 9.3б обозначают захват и термическое освобождение носителей; переход 6 соответствует захвату электрона рекомбинационным центром, а электронный переход 7 – захвату дырки. При одной температуре или уровне возбуждения центр может действовать в качестве центра прилипания, а при других условиях – в качестве центра рекомбинации.

На схеме рис. 9.3в обозначены три основных электронных перехода, соответствующих рекомбинации: во-первых, свободный электрон может непосредственно рекомбинировать со свободной дыркой (переход 8). Переходы этого типа обычно являются излучательными, т.е. освобождающаяся энергия излучается в виде фотона с энергией, примерно равной ширине запрещенной зоны. Вероятность непосредственной рекомбинации обычно очень мала и не определяет средних значений времени жизни неравновесных носителей.

Более вероятным процессам рекомбинации соответствуют переходы типа 9, т.е. захват электрона центром, вблизи которого находится связанная с ним дырка, или типа 10, т.е. захват дырки центром, вблизи которого локализован электрон. Эти переходы также могут быть излучательными.

Таким образом, возвращение электронной системы кристалла из возбужденного состояния в равновесное может сопровождаться люминесценцией (которую называют также «рекомбинационным излучением» полупроводников). Вероятность, т.е. «скорость» рекомбинации

в значительной мере определяется тем, каким способом преобразуется энергия возбужденных (неравновесных) носителей. Возможны различные процессы преобразования или рассеяния энергии неравновесных носителей, в том числе: испускание света (фотонов); передача энергии возбуждения кристаллической решетке, т.е. испускание фононов; передача избытка энергии двух рекомбинирующих носителей третьему носителю, т.е. процесс, обратный ударной ионизации. Этот процесс называют «ударной рекомбинацией» или эффектом Оже.

Разумеется, возможны и комбинации двух процессов передачи энергии, например, испускание фотона и одновременное возбуждение фононов. В случае, когда возникает несколько фононов, они могут появляться либо одновременно, либо последовательно (каскадом) по мере того, как захватываемый локальным центром носитель приближается к центру, а затем движется вблизи центра, то испуская, то поглощая фононы до тех пор, пока не произойдет захват или пока носитель не удалится вновь от центра.