

# Светодиоды. Лекция 2.

# Люминесценция равновесного полупроводника

Концентрация носителей заряда в полупроводнике GaAs при комнатной температуре равна  $n_1 = 1,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент радиационной электрон-дырочной рекомбинации равен  $r = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Определить интенсивность люминесценции такого полупроводника.

# Люминесценция равновесного полупроводника

Концентрация носителей заряда в полупроводнике GaAs при комнатной температуре равна  $n_1 = 1,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент радиационной электрон-дырочной рекомбинации равен  $r = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Определить интенсивность люминесценции такого полупроводника.

Вероятность непосредственной рекомбинации электрона с одной из дырок в единицу времени можно записать следующим образом:

$$r = \sigma_{\text{eff}} V,$$

где  $\sigma_{\text{eff}}$  эффективное сечение захвата,  $V$  — тепловая скорость электронов.

Величину  $r$  называют коэффициентом рекомбинации. Умножив коэффициент  $r$  на концентрацию дырок и концентрацию электронов, получим полную вероятность рекомбинации любого имеющегося электрона в единицу времени с любой из имеющихся дырок.

**Скорость рекомбинации электронов и дырок =  $rnp$**

# Люминесценция равновесного полупроводника

Концентрация носителей заряда в полупроводнике GaAs при комнатной температуре равна  $n_1 = 1,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент радиационной электрон-дырочной рекомбинации равен  $r = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Определить интенсивность люминесценции такого полупроводника.

**Внутренний квантовый выход  $\eta_i$**  полупроводникового материала определяется как отношение коэффициента радиационной электронно-дырочной рекомбинации к полному коэффициенту рекомбинации (радиационной и безызлучательной). Этот параметр важен, поскольку он определяет эффективность генерации света в полупроводниковом материале. Полный коэффициент рекомбинации дается (16.19). Если разбить коэффициент рекомбинации  $r$  на сумму радиационной и безызлучательной частей,  $r = r_{\text{рад}} + r_{\text{без}}$ , то внутренний квантовый выход выражается как

$$\eta_i = \frac{r_{\text{рад}}}{r} = \frac{r_{\text{рад}}}{r_{\text{рад}} + r_{\text{без}}}. \quad (16.28)$$

# Люминесценция равновесного полупроводника

Концентрация носителей заряда в полупроводнике GaAs при комнатной температуре равна  $n_1 = 1,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент радиационной электрон-дырочной рекомбинации равен  $r = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Определить интенсивность люминесценции такого полупроводника.

Время затухания свечения:

$$\tau_{\text{рад}} \approx \frac{1}{r_{\text{рад}} (n_0 + p_0)}$$

**Таблица 16.4. Типичные значения коэффициента радиационной рекомбинации  $r_{\text{рад}}$ , рекомбинационных времен жизни и внутреннего квантового выхода  $\eta_i$  для некоторых полупроводников\***

Материал	$r_{\text{рад}}, \text{ см}^3/\text{с}$	$\tau_{\text{рад}}$	$\tau_{\text{без}}$	$\tau$	$\eta_i$
Si	$10^{-15}$	10 мс	100 нс	100 нс	$10^{-5}$
GaAs	$10^{-10}$	100 нс	100 нс	50 нс	0,5
GaN**	$10^{-8}$	20 нс	0,1 нс	0,1 нс	0,005

# Люминесценция равновесного полупроводника

Концентрация носителей заряда в полупроводнике GaAs при комнатной температуре равна  $n_1 = 1,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент радиационной электрон-дырочной рекомбинации равен  $r = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Определить интенсивность люминесценции такого полупроводника.

$$\text{Скорость рекомбинации электронов и дырок} = rnp = rn_1^2 = 3,24 \cdot 10^{12} \cdot 10^{-10} = 324 \text{ фотона/см}^3 \cdot \text{с}$$

$$\text{ширина запрещенной зоны GaAs } E_g = 1,42 \text{ эВ} = 1,42 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19}) \text{ Дж}$$

$$\text{Интенсивность люминесценции} = E_g \cdot \text{Скорость рекомбинации} = 324 \cdot 1,42 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19}) \approx 7,4 \cdot 10^{-17} \text{ Вт/см}^3.$$

Интенсивность люминесценции слоя толщиной два микрона равна  $1,5 \cdot 10^{-20} \text{ Вт/см}^2$

# Люминесценция равновесного полупроводника

Концентрация носителей заряда в полупроводнике GaAs при комнатной температуре равна  $n_1 = 1,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент радиационной электрон-дырочной рекомбинации равен  $r = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Определить интенсивность люминесценции такого полупроводника.

Интенсивность люминесценции слоя толщиной два микрона равна  $1,5 \cdot 10^{-20} \text{ Вт/см}^2$

Если тепловое равновесие не нарушается, то эту интенсивность невозможно существенно увеличить (или уменьшить) за счет легирования материала. В соответствии с законом действующих масс (16.17) произведение  $np$  равно  $n_i^2$ , если только материал не легирован слишком сильно, так что скорость рекомбинации  $r_{\text{рад}} np = r_{\text{рад}} n_i^2$  зависит от уровня легирования только через  $r_{\text{рад}}$ .

Поэтому для большой скорости рекомбинаций требуется одновременное наличие большого числа электронов и дырок. В полупроводнике р-типа много дырок и мало электронов, в полупроводнике n-типа много электронов и мало дырок

# Электролюминесценция с инжекцией носителей

Скорость испускания фотонов можно существенно увеличить с помощью внешних воздействий, увеличивающих избыточную концентрацию электронно-дырочных пар в материале. Это можно осуществить, например, освещая материал светом, но, как правило, это достигается с помощью прямого смещения диода на  $p-n$ -переходе, которое способствует инжекции носителей в область перехода. Процесс иллюстрируется рис. 16.20 и будет объяснен далее в подразд. 17.1.2. Скорость испускания фотона можно вычислить, зная скорость инжекции электронно-дырочных пар  $R$  [число пар/( $\text{см}^3 \cdot \text{с}$ )], где  $R$  играет роль скорости накачки лазера (см. разд. 14.2). Поток фотонов  $\Phi$  (число фотонов в секунду), создаваемый в объеме  $V$  полупроводникового материала, прямо пропорционален скорости инжекции пар носителей (рис. 17.2).

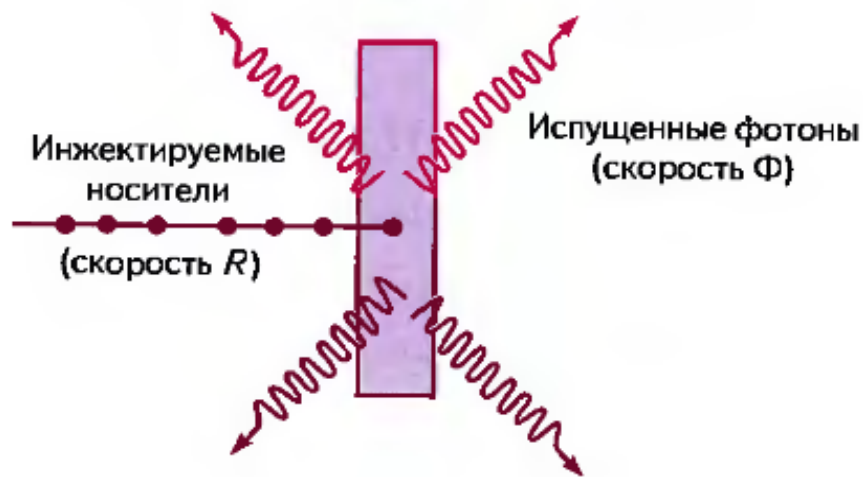


Рис. 17.2. Спонтанное испускание фотонов в результате электронно-дырочной радиационной рекомбинации, которая может происходить в прямосмещенном  $p-n$ -переходе



# Электролюминесценция с инжекцией носителей

Обозначая равновесные концентрации электронов и дырок в отсутствие накачки через  $n_0$  и  $p_0$ , соответственно, представим стационарные концентрации носителей в присутствии накачки в виде  $n = n_0 + \Delta n$  и  $p = p_0 + \Delta p$  (см. подразд. 16.1.4). Избыточная концентрация электронов  $\Delta n$  в точности совпадает с избыточной концентрацией дырок  $\Delta p$ , поскольку электроны и дырки рождаются парами. Предполагается, что избыточные электронно-дырочные пары рекомбинируют со скоростью  $1/\tau$ , где  $\tau$  — полное время рекомбинации за счет радиационных и безызлучательных процессов. В стационарных условиях скорость рождения пар (накачки) находится в точном балансе со скоростью их уничтожения (рекомбинации), так что  $R = \Delta n/\tau$ . Таким образом, стационарная концентрация избыточных носителей заряда пропорциональна скорости накачки, т. е.

$$\Delta n = R\tau. \quad (17.1)$$

Для достаточно низких скоростей инжекции носителей, как объясняется подразд. 16.1.1, имеем  $\tau \approx 1/r(n_0 + p_0)$ , где  $r$  — коэффициент рекомбинации (радиационной и безызлучательной), так что  $R \approx r\Delta n (n_0 + p_0)$ .

# Электролюминесценция с инжекцией носителей

Фотоны рождаются только в результате радиационной рекомбинации, поэтому квантовый выход люминесценции равен:

$$\eta_i = r_{\text{рад}}/r = \tau/\tau_{\text{рад}},$$

То есть только часть рекомбинаций являются радиационными, чем больше радиационных рекомбинаций, тем выше квантовый выход.

Инжекция  $RV$  пар носителей заряда в секунду приводит к созданию светового потока  $\Phi$ :

$$\Phi = \eta_i RV = \eta_i \frac{V \Delta n}{\tau} = \frac{V \Delta n}{\tau_{\text{рад}}}. \quad (17.2)$$

Внутренний поток фотонов  $\Phi$  пропорционален скорости инжекции пар носителей  $R$  и, следовательно, стационарной концентрации избыточных электронно-дырочных пар  $\Delta n$ .

# Электролюминесценция с инжекцией носителей

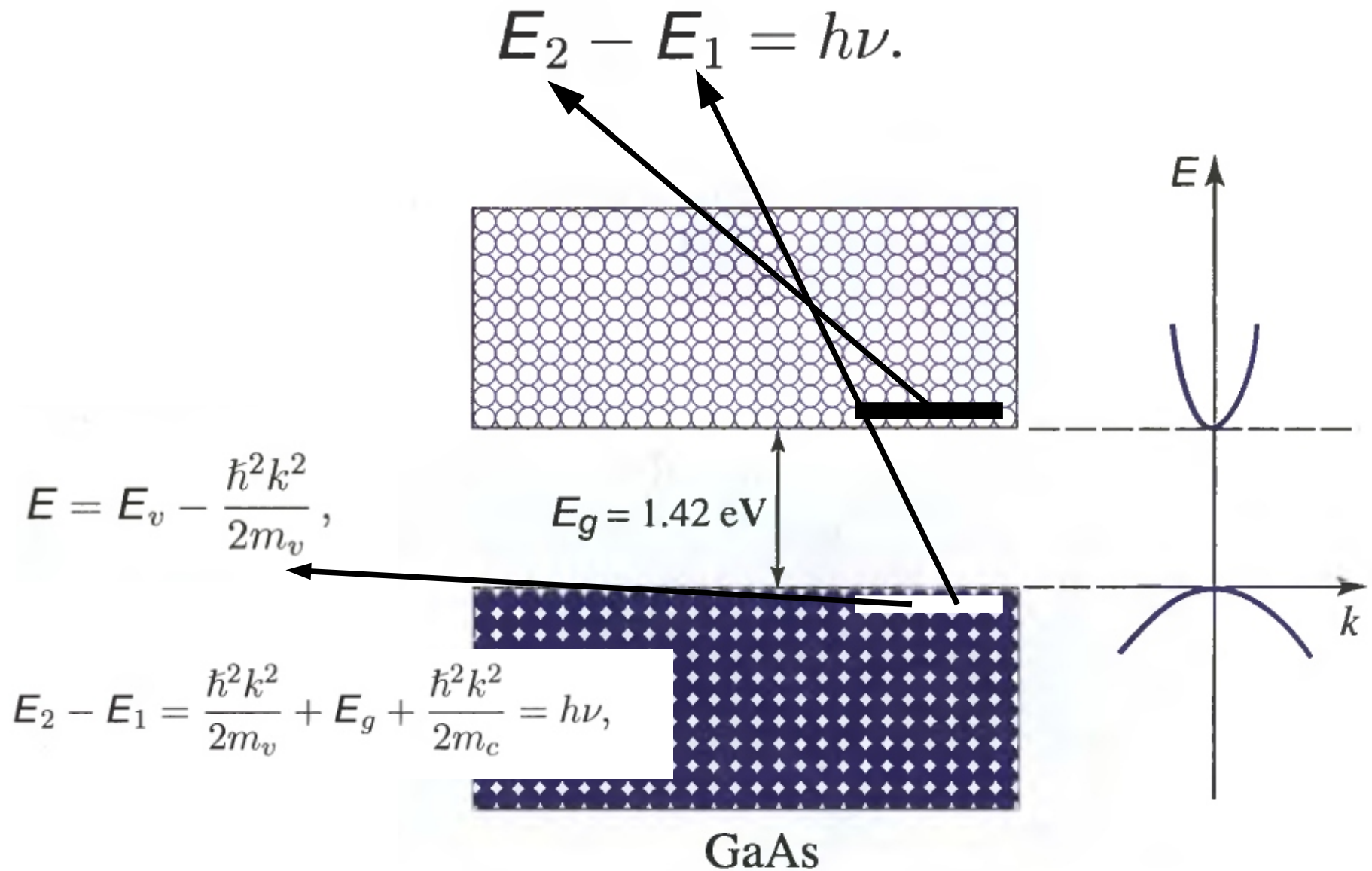
$$\Phi = \eta_i RV = \eta_i \frac{V \Delta n}{\tau} = \frac{V \Delta n}{\tau_{\text{рад}}}. \quad (17.2)$$

Внутренний поток фотонов  $\Phi$  пропорционален скорости инжекции пар носителей  $R$  и, следовательно, стационарной концентрации избыточных электронно-дырочных пар  $\Delta n$ .

## **Излучение при инжекционной электролюминесценции в GaAs**

При определенных условиях для GaAs  $\tau = 50$  нс и  $\eta_i = 0,5$  (см. табл. 16.4), так что стационарная избыточная концентрация инжектируемых электронно-дырочных пар  $\Delta n = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> обеспечит концентрацию потока фотонов  $\eta_i \Delta n / \tau \approx 10^{24}$  фотонов/(см<sup>3</sup> · с). Это соответствует плотности оптической мощности  $\approx 2,3 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>3</sup> для фотонов с энергией, равной ширине запрещенной зоны  $E_g = 1,42$  эВ. Слой GaAs толщиной 2 мкм создает оптическую интенсивность  $\approx 46$  Вт/см<sup>2</sup>, что в  $10^{21}$  раз больше, чем значение при тепловом равновесии, рассчитанное ранее в примере 17.1. При данных условиях мощность, излучаемая с поверхности площадью  $200 \times 10$  мкм, составляет  $\approx 0,9$  мВт.

# Испускание света. Плотность состояний



# Испускание света. Плотность состояний

$$E_2 - E_1 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} + E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} = h\nu,$$

$$k^2 = \frac{2m_r}{\hbar^2} (h\nu - E_g), \quad \text{Где } m_r \text{ — эффективная масса} \quad \frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_v} + \frac{1}{m_c}.$$

$$E = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v},$$

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c} (h\nu - E_g)$$

$$E_1 = E_v - \frac{m_r}{m_v} (h\nu - E_g) = E_2 - h\nu.$$

# Испускание света. Плотность состояний

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c} (h\nu - E_g)$$

$$E_1 = E_v - \frac{m_r}{m_v} (h\nu - E_g) = E_2 - h\nu.$$

Оптическая плотность состояний — величина, определяющая количество энергетических уровней в интервале энергий на единицу объёма в трёхмерном случае (на единицу площади — в двумерном случае), которые участвуют в излучательных рекомбинациях

$$\rho(\nu) = (d\dot{E}_2/d\nu) \rho_c(E_2),$$

# Испускание света. Плотность состояний

$$\rho(\nu) = (dE_2/d\nu)\rho_c(E_2),$$

$$\rho(k) = \frac{k^2}{\pi^2}.$$

$$\rho_v(E) = \rho(k)/(dE/dk).$$

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_c}, \quad E \geq E_c$$

$$\rho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_v - E}, \quad E \leq E_v.$$

# Испускание света. Плотность состояний

$$\rho(\nu) = (dE_2/d\nu)\rho_c(E_2),$$

$$\rho(k) = \frac{k^2}{\pi^2}.$$

$$\rho_v(E) = \rho(k)/(dE/dk).$$

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_c}, \quad E \geq E_c$$

$$\rho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_v - E}, \quad E \leq E_v.$$



# Испускание света. Плотность состояний

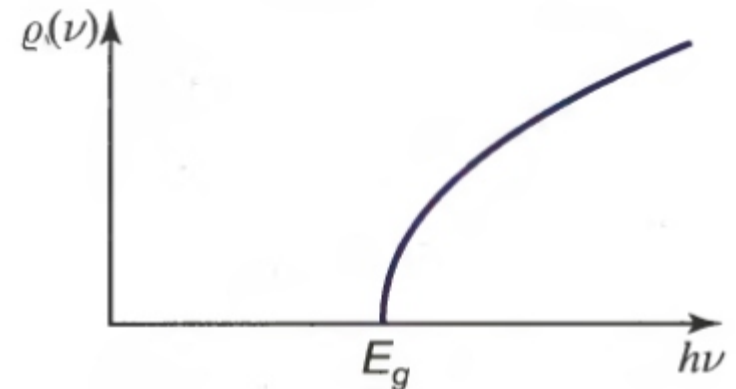
$$\rho(\nu) = (dE_2/d\nu)\rho_c(E_2),$$

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_c}, \quad E \geq E_c$$

$$\rho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_v - E}, \quad E \leq E_v.$$

Оптическая плотность состояний в полупроводнике

$$\rho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\hbar^2} \sqrt{h\nu - E_g}, \quad h\nu \geq E_g,$$



# Спектральное распределение интенсивности люминесценции

Скорость спонтанного излучения (число фотонов определенной частоты, испускаемых единицей объема в единицу времени):

$$r_{\text{sp}}(\nu) = \frac{1}{\tau_r} \rho(\nu) f_e(\nu),$$

$\tau_r$  — время излучательной электрон-дырочной рекомбинации

вероятность  $f_e(\nu)$  того, что условие испускания выполняется для фотона с энергией  $h\nu$ , есть произведение вероятностей того, что верхнее состояние заполнено, а нижнее свободно (это независимые события), т. е.

$$E_1 = E_2 - h\nu$$

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c} (h\nu - E_g)$$

$$f_e(\nu) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)].$$

# Спектральное распределение интенсивности люминесценции

$$f_e(\nu) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)].$$

Количество разрешённых состояний для электронов в зоне проводимости (определяемая **плотностью состояний**) и вероятность их заполнения определяется функцией Ферми

$$f_c(E) = 1 / \{ \exp[(E - E_{fc}) / kT] + 1 \}$$

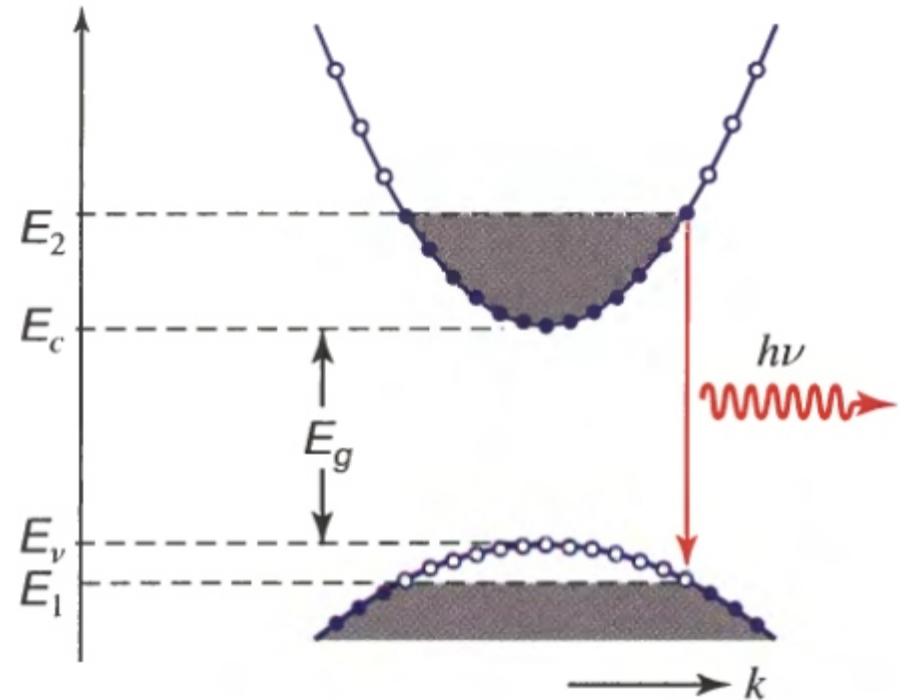
$$\int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) f_c(E) dE = n = n_0 + \Delta n;$$

$$\int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E) [1 - f_v(E)] dE = p = p_0 + \Delta n.$$

# Спектральное распределение интенсивности люминесценции

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_c};$$

$$\rho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_v - E},$$

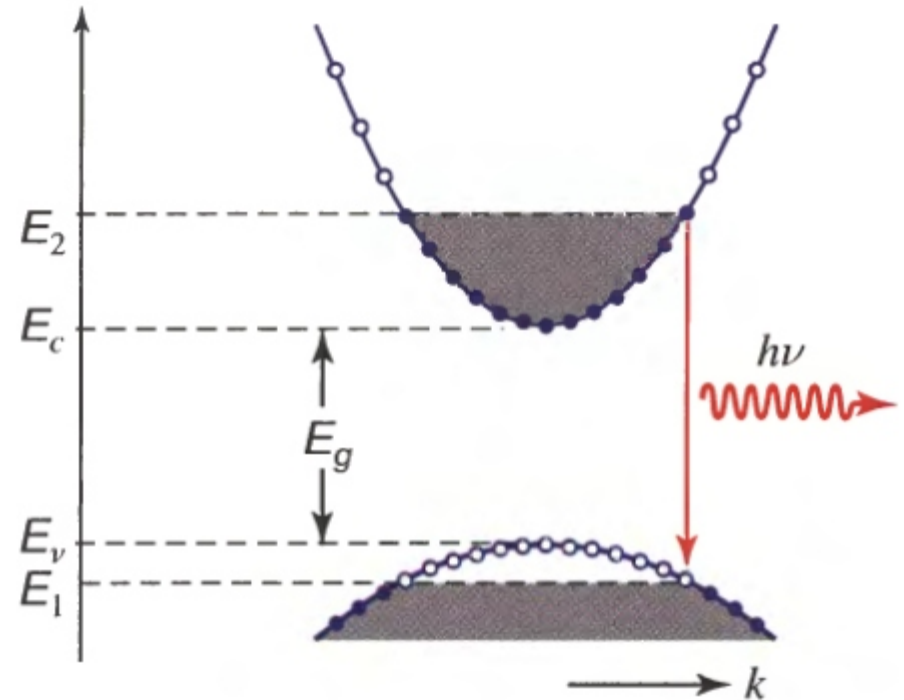


$$\Phi = V \int_0^\infty r_{\text{sp}}(\nu) d\nu = \frac{V(m_r)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^{3/2}\hbar^3\tau_r} (kT)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{fc} - E_{fv} - E_g}{kT}\right),$$

# Спектральное распределение интенсивности люминесценции

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_c};$$

$$\rho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_v - E},$$



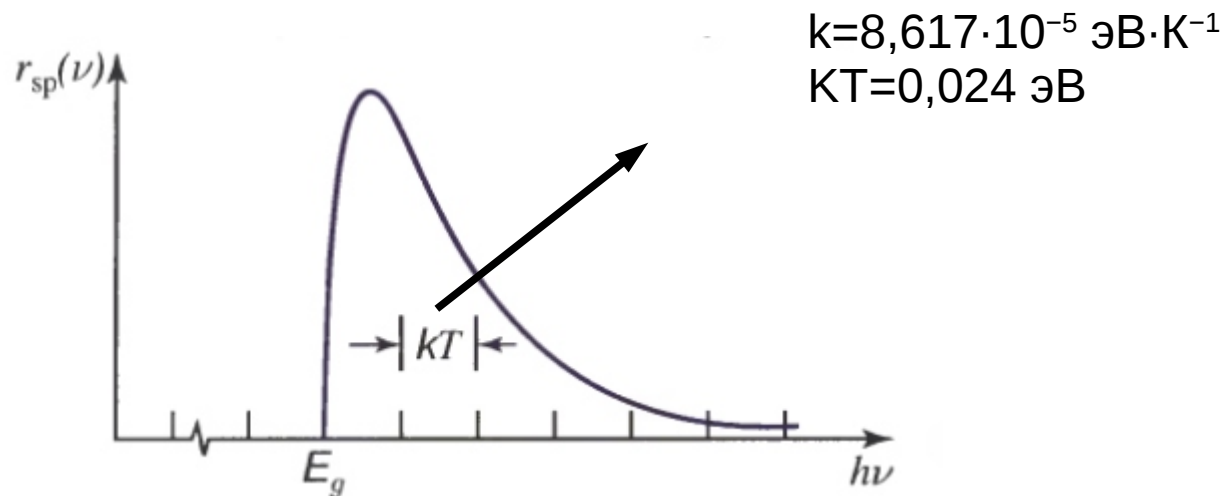
$$\Phi = V \int_0^\infty r_{\text{sp}}(\nu) d\nu = \frac{V(m_r)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^{3/2}\hbar^3\tau_r} (kT)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{fc} - E_{fv} - E_g}{kT}\right),$$

# Спектральное распределение интенсивности люминесценции. Слабая инжекция

$$E_c - E_{fc} \gg kT$$

$$E_{fv} - E_v \gg kT,$$

$$r_{sp}(\nu) = D\sqrt{h\nu - E_g} \exp\left(-\frac{h\nu - E_g}{kT}\right), \quad h\nu \geq E_g,$$



# Спектральное распределение интенсивности люминесценции. Слабая инжекция

$$E_c - E_{fc} \gg kT$$

$$E_{fv} - E_v \gg kT,$$

$$r_{sp}(\nu) = D\sqrt{h\nu - E_g} \exp\left(-\frac{h\nu - E_g}{kT}\right), \quad h\nu \geq E_g,$$

Максимум свечения светодиода:

$$h\nu_p = E_g + \frac{1}{2}kT.$$

Спектральная ширина:

$$\Delta \nu = \frac{\left(\int_0^{\infty} r(\nu) d\nu\right)^2}{\int_0^{\infty} r(\nu)^2 d\nu}$$

Рассчитать спектральную ширину для свечения диода

# Спектральное распределение интенсивности люминесценции. Слабая инжекция

$$E_c - E_{fc} \gg kT$$

$$E_{fv} - E_v \gg kT,$$

$$r_{sp}(\nu) = D \sqrt{h\nu - E_g} \exp\left(-\frac{h\nu - E_g}{kT}\right), \quad h\nu \geq E_g,$$

Максимум свечения светодиода:

$$h\nu_p = E_g + \frac{1}{2}kT.$$

Спектральная ширина:

$$\Delta \nu = 1.8 \frac{kT}{h}$$



# Характеристики светодиодов. Внутренний квантовый выход.

Скорость инжекции:

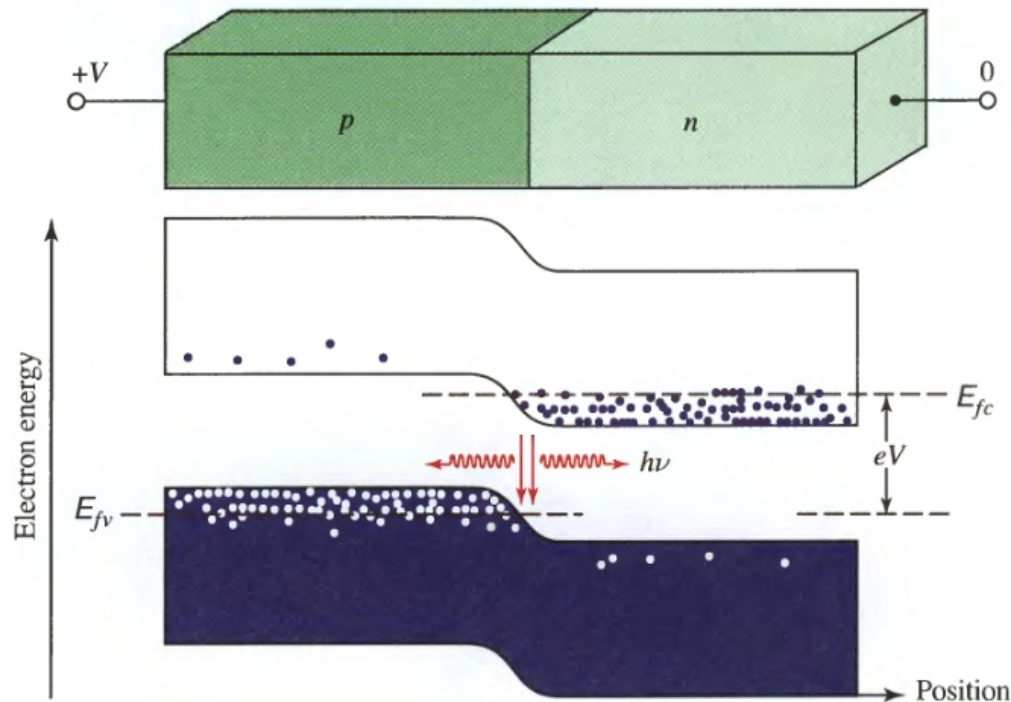
$$R = \frac{i/e}{V}$$

$$\Delta n = R\tau$$

$$\Delta n = \frac{(i/e)\tau}{V}$$

$$\Phi = \eta_i R V$$

$$\Phi = \eta_i \frac{i}{e}$$

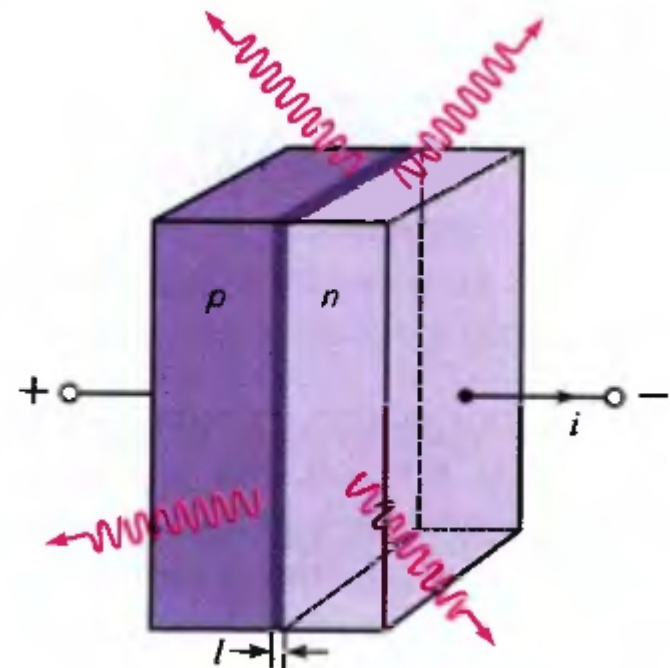


# Характеристики светодиодов. Внутренний квантовый выход.

$$\Phi = \eta_i \frac{i}{e}$$

Эта простая и интуитивно привлекательная формула определяет рождение фотонов электронами в СИД: часть  $\eta_i$  потока инжектируемых электронов  $i/e$  (число электронов в секунду) преобразуется в поток фотонов. Следовательно, **внутренний квантовый выход**  $\eta_i$  есть просто отношение потока создаваемых фотонов к потоку инжектируемых электронов.

Поток фотонов можно увеличить путем использования гетероструктур, где можно создать большую концентрацию носителей заряда, уменьшает время их жизни, а следовательно позволяет повысить квантовый выход.



# Характеристики светодиодов. Коэффициент вывода

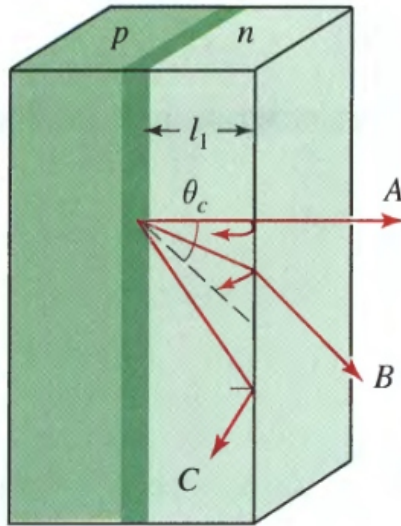


Рис. 17.8. Не весь свет, генерируемый в СИД с плоской поверхностью, может выйти наружу. Луч *A* частично отражается, луч *B* испытывает более сильное отражение. Луч *C* падает под углом больше критического, претерпевает полное внутреннее отражение и остается внутри структуры

Луч по траектории *A* ослабляется на величину

$$\eta_1 = \exp(-\alpha l_1),$$

Где  $l_1$  — толщина p-n перехода,  $\alpha$  — коэффициент поглощения

При нормальном падении через границу полупроводник-воздух проходит только часть света:

$$\eta_2 = 1 - \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} = \frac{4n}{(n+1)^2},$$

$n$  — показатель преломления полупроводника,  $n=3,6$ ,  $\eta_2=0,68$  для GaAs.

Полный коэффициент пропускания:

$$\eta_A = \eta_1 \eta_2.$$

# Характеристики светодиодов. Коэффициент вывода

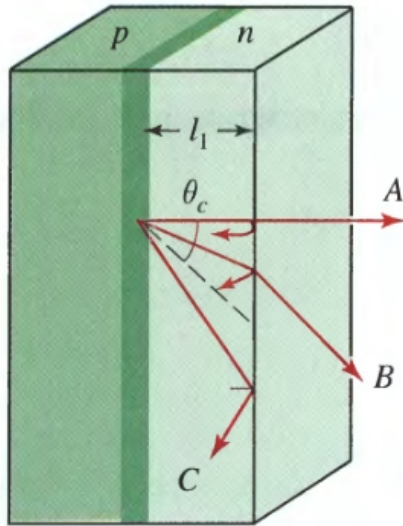


Рис. 17.8. Не весь свет, генерируемый в СИД с плоской поверхностью, может выйти наружу. Луч *A* частично отражается, луч *B* испытывает более сильное отражение. Луч *C* падает под углом больше критического, претерпевает полное внутреннее отражение и остается внутри структуры

$$\eta_A = \eta_1 \eta_2.$$

Луч *B* проходит больший путь в среде, а также падает под большим углом, поэтому

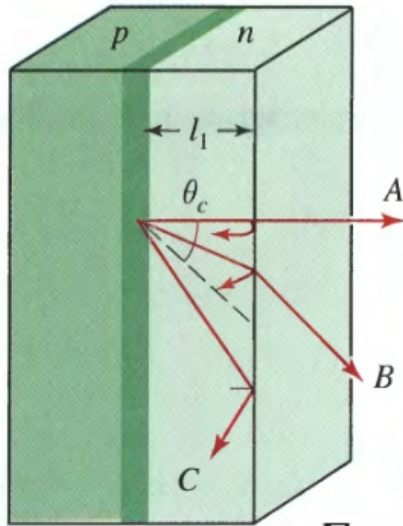
$$\eta_A > \eta_B$$

Луч *B* проходит больший путь в среде, а также падает под большим углом, поэтому

Если угол падения больше критического, то луч испытывает полное внутреннее отражение

$$\theta_c = \sin^{-1}(1/n).$$

# Характеристики светодиодов. Коэффициент вывода



Если угол падения больше критического, то луч испытывает полное внутреннее отражение

$$\theta_c = \sin^{-1}(1/n).$$

Площадь части сферы, ограниченная этим конусом, равна

$$A = \int_0^{\theta_c} 2\pi r \sin \theta r d\theta = 2\pi r^2 (1 - \cos \theta_c),$$

а площадь всей сферы  $4\pi r^2$ . Таким образом, доля излучаемого света, лежащего внутри телесного угла, ограниченного конусом, равна  $A/4\pi r^2$ , так что

$$\eta_3 = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_c) = \frac{1}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} \right) \approx \frac{1}{4n^2}. \quad (17.21)$$

# Характеристики светодиодов. Коэффициент вывода

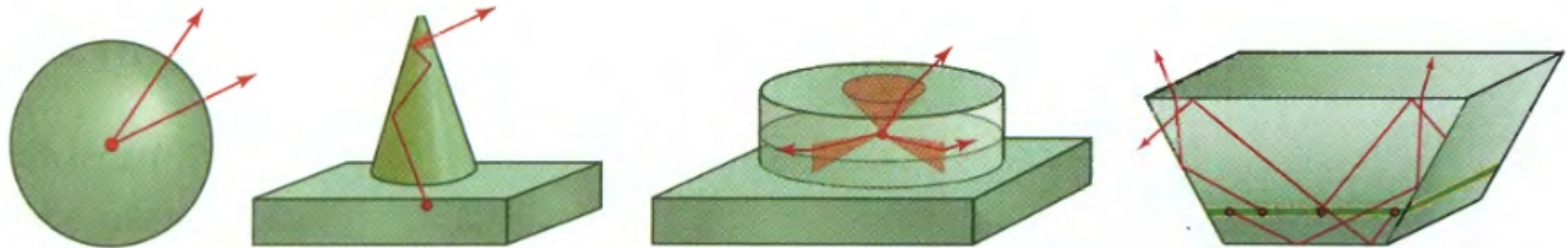
$$\eta_3 = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_c) = \frac{1}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} \right) \approx \frac{1}{4n^2}. \quad (17.21)$$

Например, из материала с показателем преломления  $n = 3,6$  только 1,9 % полного генерируемого потока фотонов может выйти наружу. Для параллелепипеда с показателем преломления  $n > \sqrt{2}$  отношение энергии изотропного излучения, которое может выйти наружу, к полной энергии генерируемого света равно  $3[1 - (1 - 1/n^2)^{1/2}]$ , как показано в упражнении 1.7. Однако некоторая доля фотонов, испускаемая вне критического угла, может поглощаться и переизлучаться внутри этого угла, так что на практике коэффициент  $\eta_3$  может быть больше, чем рассчитанный по формуле (17.21). Потери и френелевское отражение также должны учитываться для таких лучей.

Эффективность вывода внутренних фотонов из структуры СИД характеризуется коэффициентом вывода  $\eta_e$ . Для уменьшения френелевского отражения и повышения  $\eta_e$  могут быть использованы антиотражающие покрытия

# Характеристики светодиодов. Коэффициент вывода

Коэффициент вывода можно повысить множеством способов. Один из подходов заключается в подборе геометрии, позволяющей выходить наружу большей части света. Например, сферический купол с точечным источником в центре позволяет выходить всем лучам, хотя они продолжают испытывать френелевское отражение. Несколько других геометрических форм обеспечивают повышение коэффициента вывода по сравнению с параллелепипедом, как показано на рис. 17.9: полусферический купол, цилиндрические структуры (которые имеют кольцо вывода по периметру плюс к конусу вывода через верхнее основание), перевернутые конусы, усеченные перевернутые пирамиды. Однако геометрических форм, требующих сложной многоступенчатой обработки, на практике стараются избегать, поскольку они удорожают производство. Простые СИД с плоскими излучающими поверхностями можно использовать, когда предполагаемый угол зрения мало отличается от нормали или когда свет подается в оптическое волокно, как в телекоммуникационных приложениях.



# Характеристики светодиодов. Коэффициент вывода

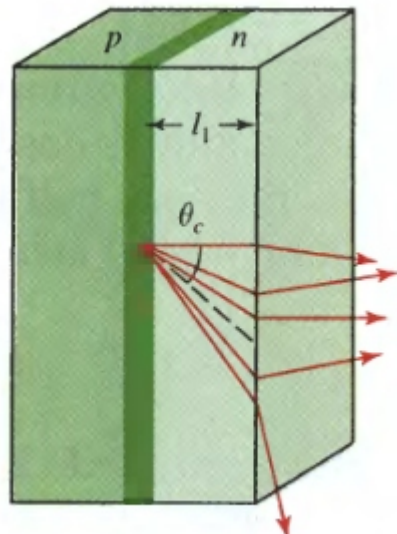
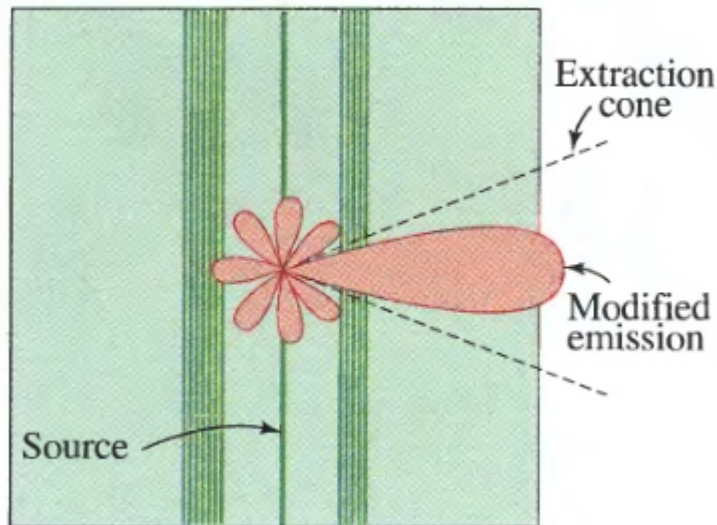


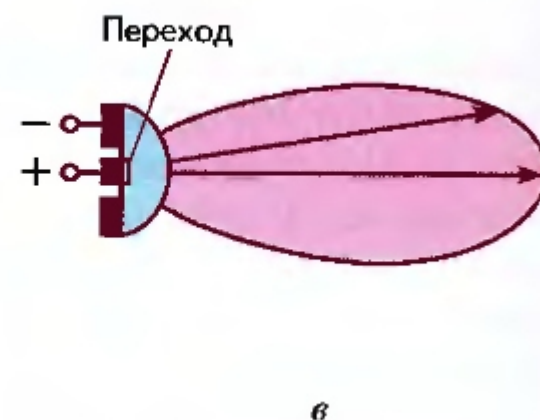
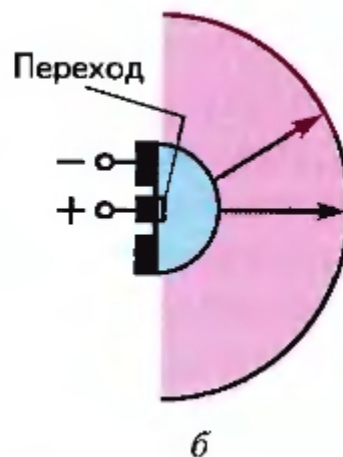
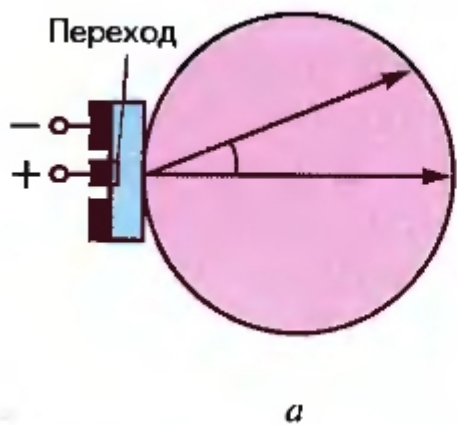
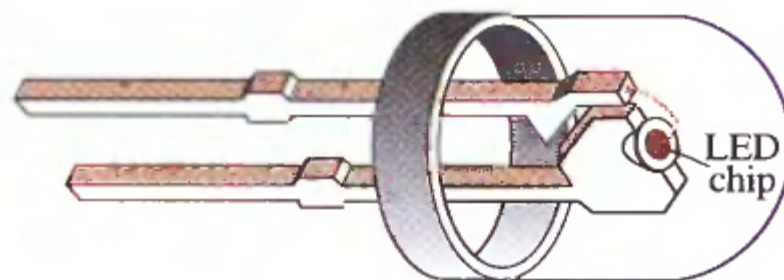
Рис. 17.10. СИД с шероховатой плоской поверхностью дает возможность лучам, падающим вне критического конуса, покидать кристалл, что повышает коэффициент вывода  $\eta_e$



СИД с плоскопараллельным зеркальным микрорезонатором. Два близко расположенных отражателя (слева с коэффициентом отражения 100 %, справа — 50 %) образуют резонатор длиной порядка длины волны, который удерживает свет, выпуская большую его часть внутри конуса вывода



# Характеристики светодиодов. Коэффициент вывода



# Характеристики светодиодов. Внешний квантовый выход

Выходной поток связан с внутренним следующим соотношением

$$\Phi_o = \eta_e \Phi = \eta_e \eta_i \frac{i}{e},$$

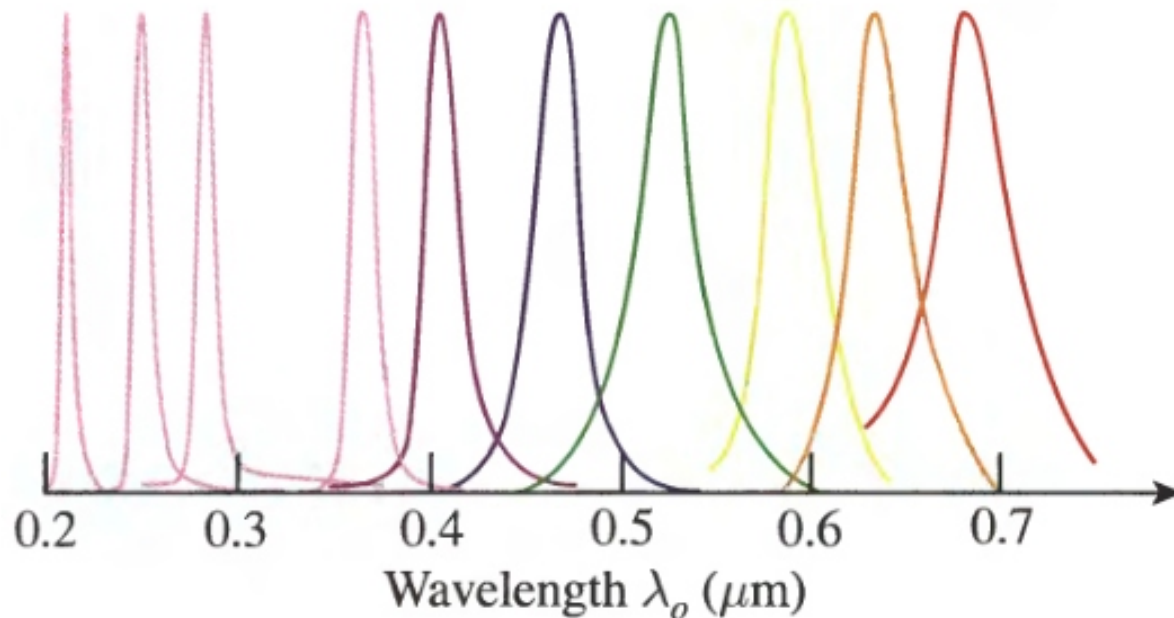
Внешний квантовый выход

$$\eta_{ex} \equiv \eta_e \eta_i.$$

где внутренний квантовый выход связывает внутренний поток фотонов с потоком инжектируемых электронов, а коэффициент вывода  $\eta_e$  указывает, какая часть внутреннего потока фотонов выводится из структуры. Полная эффективность, учитывающая оба эти процесса, характеризуется внешним квантовым выходом  $\eta_{ex}$ :

# Характеристики светодиодов. Спектральная ширина

$$\Delta\lambda \approx 1.45 \lambda_p^2 kT,$$



# Типы структур. GaAs

Первый материал классов III–V, который стал играть важную роль в фотонике — это GaAs. Этот двухкомпонентный прямозонный полупроводник был использован в 1962 году для изготовления первого лазерного диода, который излучал на длине волны  $\lambda_0 = 0,873$  нм вблизи длины волны, соответствующей ширине запрещенной зоны  $\lambda_g$ . СИД из GaAs был побочным продуктом разработки этого лазерного диода. Вскоре после этого электролюминесцентные свойства и лазерный эффект на длинах волн вблизи  $\lambda_g$  были обнаружены у нескольких других двухкомпонентных прямозонных III–V-полупроводников, выращенных эпитаксией из паровой или жидкой фазы: GaSb ( $\lambda_g = 1,70$  мкм), InP ( $\lambda_g = 0,919$  мкм), InAs ( $\lambda_g = 3,44$  мкм), InSb ( $\lambda_g = 7,29$  мкм).

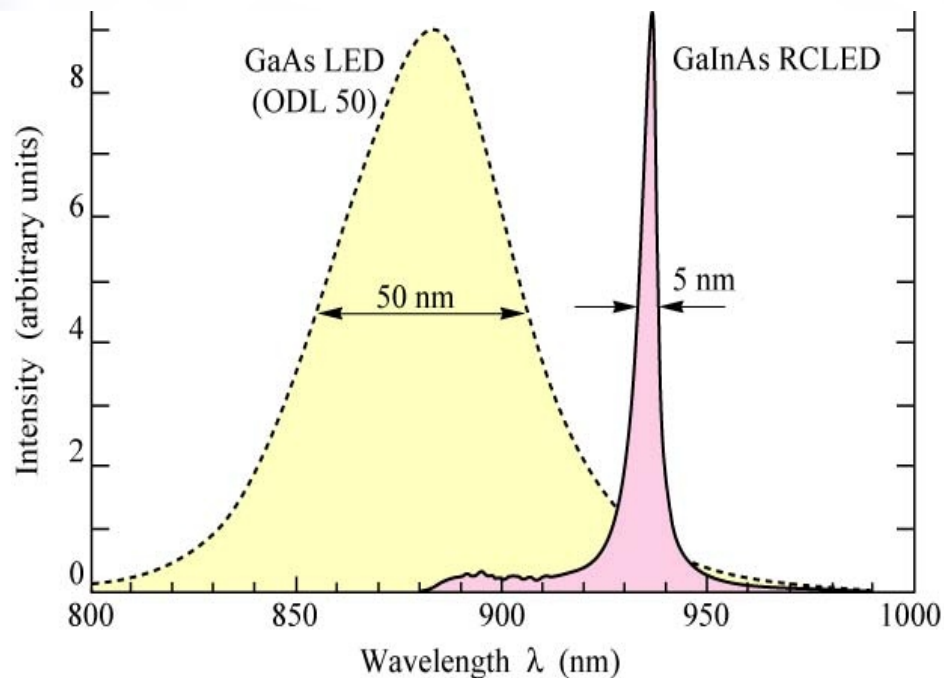
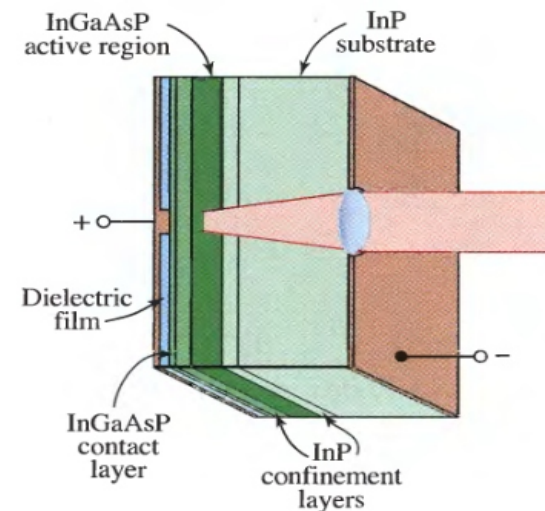


Fig. 15.6. Comparison of the emission spectra of a GaAs LED emitting at 870 nm (AT&T ODL 50 product) and a GaInAs RCLED emitting at 930 nm (after Hunt *et al.*, 1993).

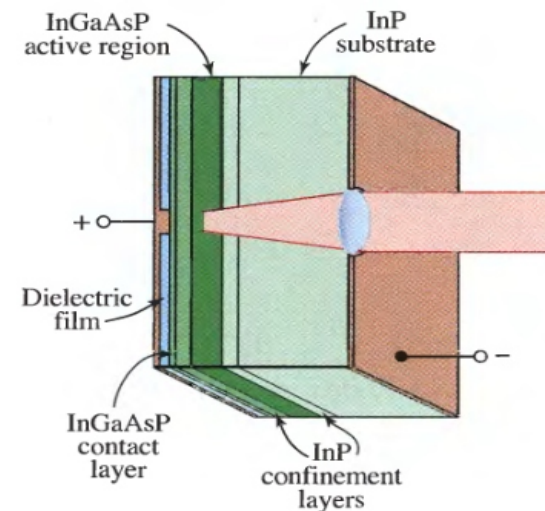
# Типы структур. GaAs

Добавление индия уменьшает ширину запрещенной зоны GaAsP. Четырехкомпонентный полупроводник  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  — функционально гибкий сплав, широко используемый в ближней инфракрасной области спектра. Ширина его запрещенной зоны за счет изменения состава может существенно перестраиваться [ $0,549 \text{ мкм (GaP)} \leq \lambda_g \leq 3,44 \text{ мкм (InAs)}$ ], при этом согласование решетки с подложкой из InP сохраняется при разумном подборе композиционных отношений  $x$  и  $y$  (участок, покрытый точками на рис. 16.7, *a*). Однако лишь часть этого диапазона обладает достоинством прямозонной структуры. InGaAsP применяется при изготовлении СИД для систем связи ближнего действия с умеренной битовой скоростью передачи, работающих на длинах волн вблизи  $\lambda_0 = 1330 \text{ нм}$  (рис. 17.19). Системы дальней связи с высокой битовой скоростью передачи обычно работают в окрестности  $\lambda_0 = 1550 \text{ нм}$  и используют лазерные диоды, а не СИД, поскольку хорошо коллимированный свет от лазерного диода намного легче вводится в одномодовое волокно (см. гл. 24). Дешевые СИД на  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  используются при изготовлении разнообразных потребительских изделий.

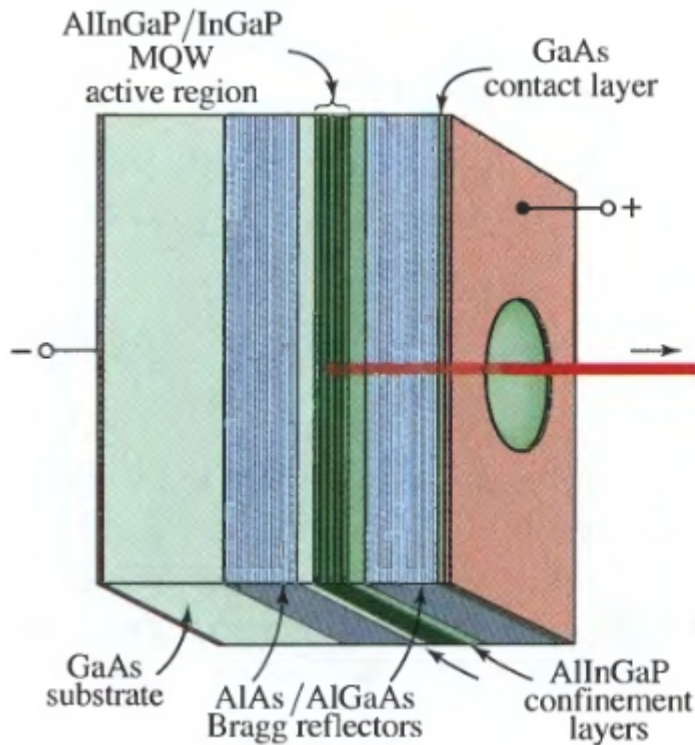


# Типы структур. InGaAsP

Добавление индия уменьшает ширину запрещенной зоны GaAsP. Четырехкомпонентный полупроводник  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  — функционально гибкий сплав, широко используемый в ближней инфракрасной области спектра. Ширина его запрещенной зоны за счет изменения состава может существенно перестраиваться [ $0,549 \text{ мкм (GaP)} \leq \lambda_g \leq 3,44 \text{ мкм (InAs)}$ ], при этом согласование решетки с подложкой из InP сохраняется при разумном подборе композиционных отношений  $x$  и  $y$  (участок, покрытый точками на рис. 16.7, *a*). Однако лишь часть этого диапазона обладает достоинством прямозонной структуры. InGaAsP применяется при изготовлении СИД для систем связи ближнего действия с умеренной битовой скоростью передачи, работающих на длинах волн вблизи  $\lambda_0 = 1330 \text{ нм}$  (рис. 17.19). Системы дальней связи с высокой битовой скоростью передачи обычно работают в окрестности  $\lambda_0 = 1550 \text{ нм}$  и используют лазерные диоды, а не СИД, поскольку хорошо коллимированный свет от лазерного диода намного легче вводится в одномодовое волокно (см. гл. 24). Дешевые СИД на  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  используются при изготовлении разнообразных потребительских изделий.



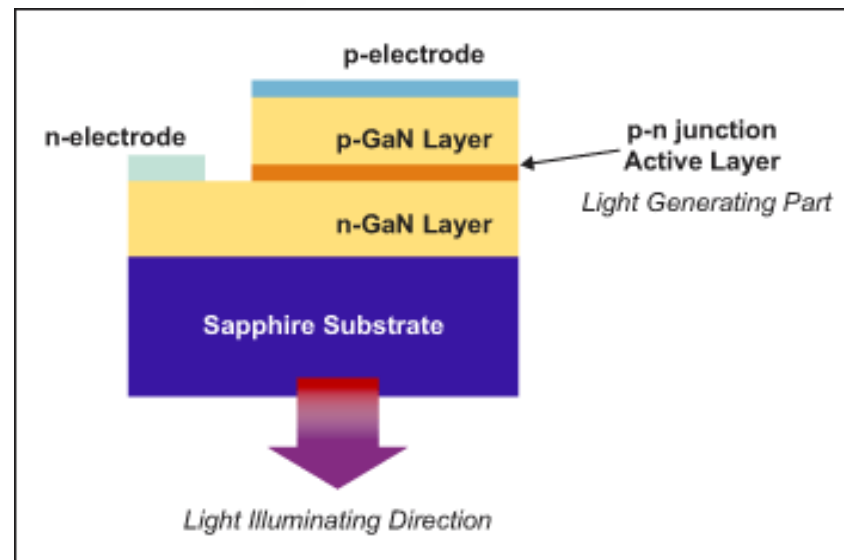
# Типы структур. InGaAsP



**Figure 17.1-19** Surface-emitting AlInGaP/InGaP 650-nm MQW RC LED for use in short-haul, plastic-fiber communications. A top-emitting structure is used because of the opacity of the GaAs substrate in this device. The distributed Bragg reflectors are made of AlAs/AlGaAs layers with an aluminum content that is sufficiently large so that the 650-nm light is transmitted. A lens enhances coupling of the light to a fiber.

# Типы структур. GaN

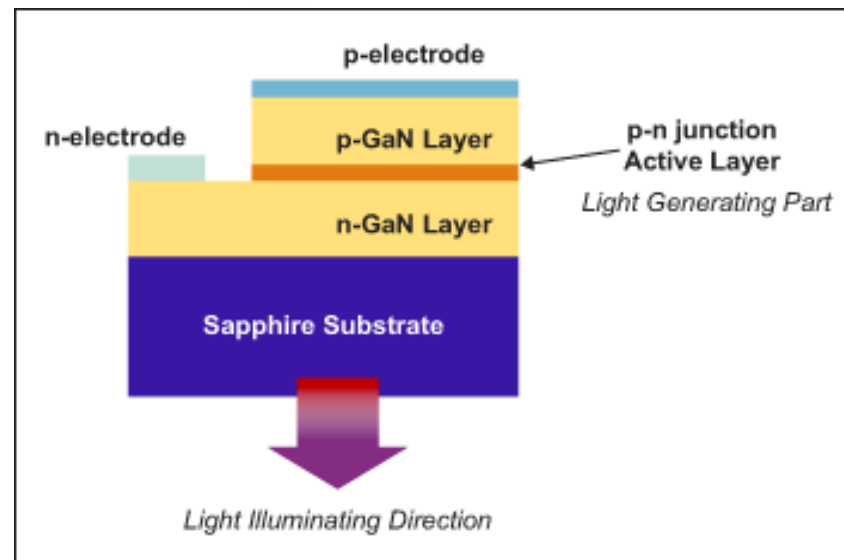
GaN — двухкомпонентный прямозонный полупроводник с длиной волны  $\lambda_g = 0,366$  мкм, попадающей в ближнюю ультрафиолетовую область спектра. Будучи сравнительным новичком в фотонике, GaN, возможно, является одним из самых важных материалов. Его можно выращивать методами молекулярно-пучковой эпитаксии, химического осаждения из паровой фазы методом разложения металлоорганических соединений или эпитаксии из газовой фазы гидрида. Хотя электролюминесценция этого материала наблюдалась еще в 1971 г., только в 1992 г. был изготовлен первый СИД на  $p-n$ -гомопереходе в GaN. Материал, как правило, выращивают на сапфировой подложке, которая имеет существенное рассогласование решетки с GaN. Однако, в отличие от арсенидных и фосфидных III—V-соединений, GaN хорошо переносит высокую концентрацию дислокаций, так что указанное рассогласование оказывается несущественным. GaN является предшественником важнейших соединений InGaN, AlGaN и AlInGaN, так же как GaAs — предшественником InGaAsP и AlInGaP.



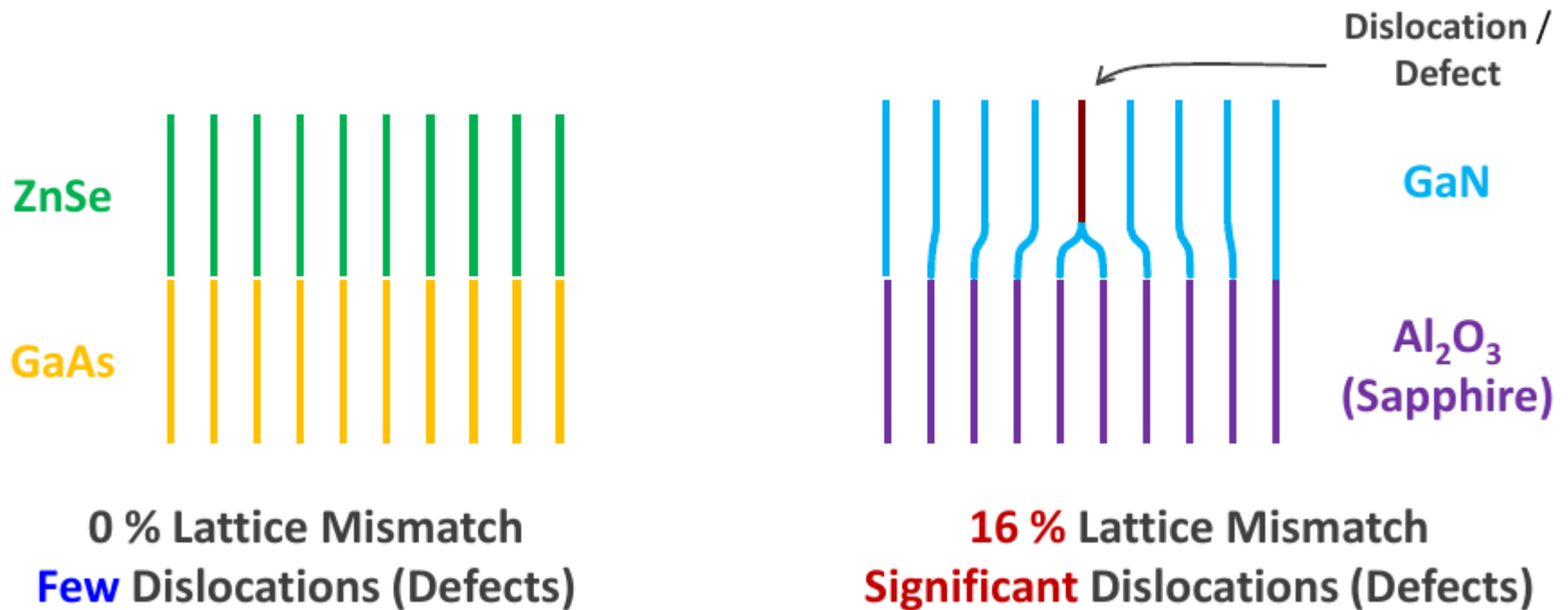


# Типы структур. GaN

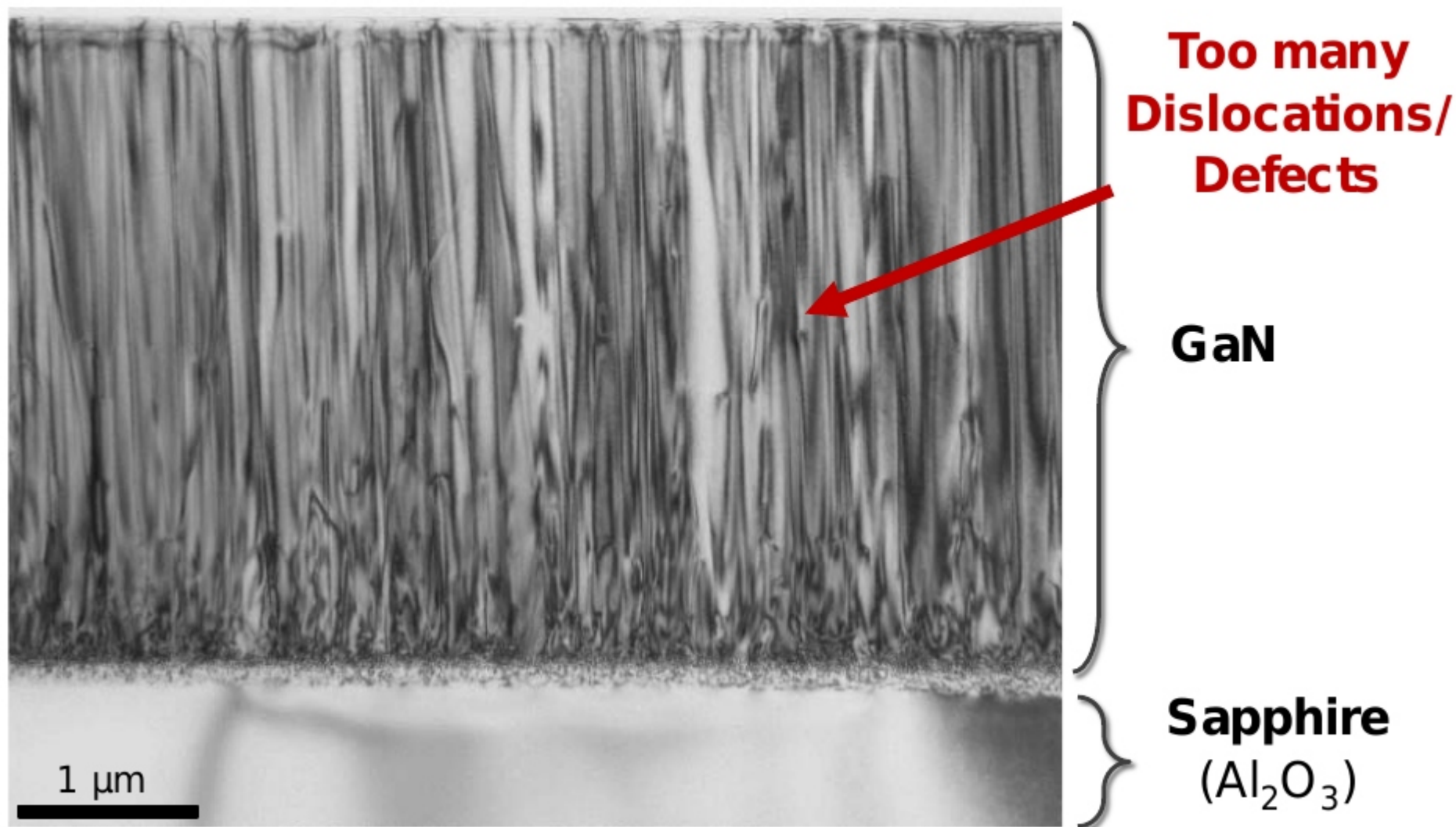
GaN — двухкомпонентный прямозонный полупроводник с длиной волны  $\lambda_g = 0,366$  мкм, попадающей в ближнюю ультрафиолетовую область спектра. Будучи сравнительным новичком в фотонике, GaN, возможно, является одним из самых важных материалов. Его можно выращивать методами молекулярно-пучковой эпитаксии, химического осаждения из паровой фазы методом разложения металлоорганических соединений или эпитаксии из газовой фазы гидрида. Хотя электролюминесценция этого материала наблюдалась еще в 1971 г., только в 1992 г. был изготовлен первый СИД на  $p-n$ -гомопереходе в GaN. Материал, как правило, выращивают на сапфировой подложке, которая имеет существенное рассогласование решетки с GaN. Однако, в отличие от арсенидных и фосфидных III—V-соединений, GaN хорошо переносит высокую концентрацию дислокаций, так что указанное рассогласование оказывается несущественным. GaN является предшественником важнейших соединений InGaN, AlGaN и AlInGaN, так же как GaAs — предшественником InGaAsP и AlInGaP.



# Типы структур. Проблемы



# Типы структур. Проблемы



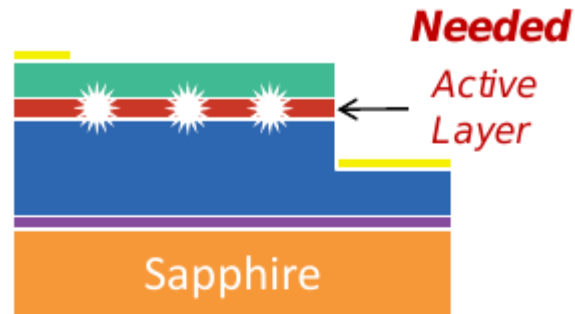
Cross section Transmission Electron Microscope (TEM) of GaN on Sapphire, F. Wu *et al.*, UCSB

# Типы структур. InGaN

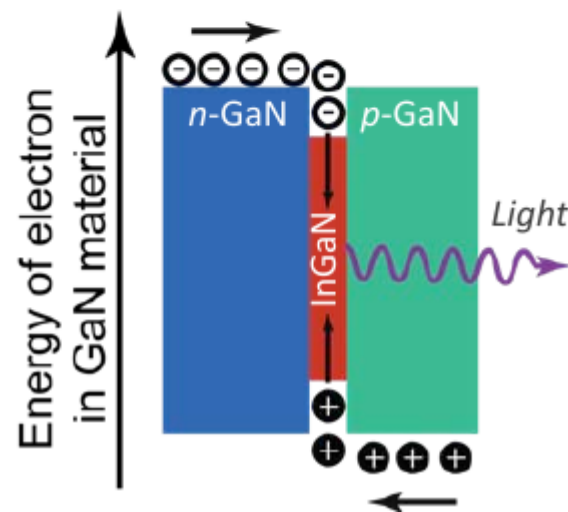
Трехкомпонентный полупроводник  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  — прямозонный материал с шириной запрещенной зоны, соответствующей  $366 \text{ нм} (\text{GaN}) \leq \lambda_g \leq 1,61 \text{ мкм} (\text{InN})$ . Однако вырастить InGaN с высоким содержанием InN тяжело, так как в ходе этого процесса образуются кластеры InN. Из-за этого происходит значительное примесное уширение спектра зеленого СИД, показанного на рис. 17.15. InGaN — подходящий материал для СИД высокой яркости в диапазоне длин волн  $366 \leq \lambda_g \leq 580 \text{ нм}$ , включающем ближнюю ультрафиолетовую, фиолетовую, синюю и зеленую области спектра (см. рис 16.7, б). Таким образом, этот III-нитридный сплав дополняет AlInGaP, покрывающий красную, оранжевую и желтую области. Как и в случае AlInGaP, повышение квантового выхода достигается с использованием структур GaN/InGaN с КЯ, показанных на рис. 17.21. Число квантовых ям часто ограничено 3—5 из-за ограничений возможности их заселения, накладываемых длиной диффузии дырок. Подлож-

# Типы структур. InGaN

## GaN Double Heterojunction (DH)



## GaN DH-LED: Band Diagram



# Типы структур. InGaN

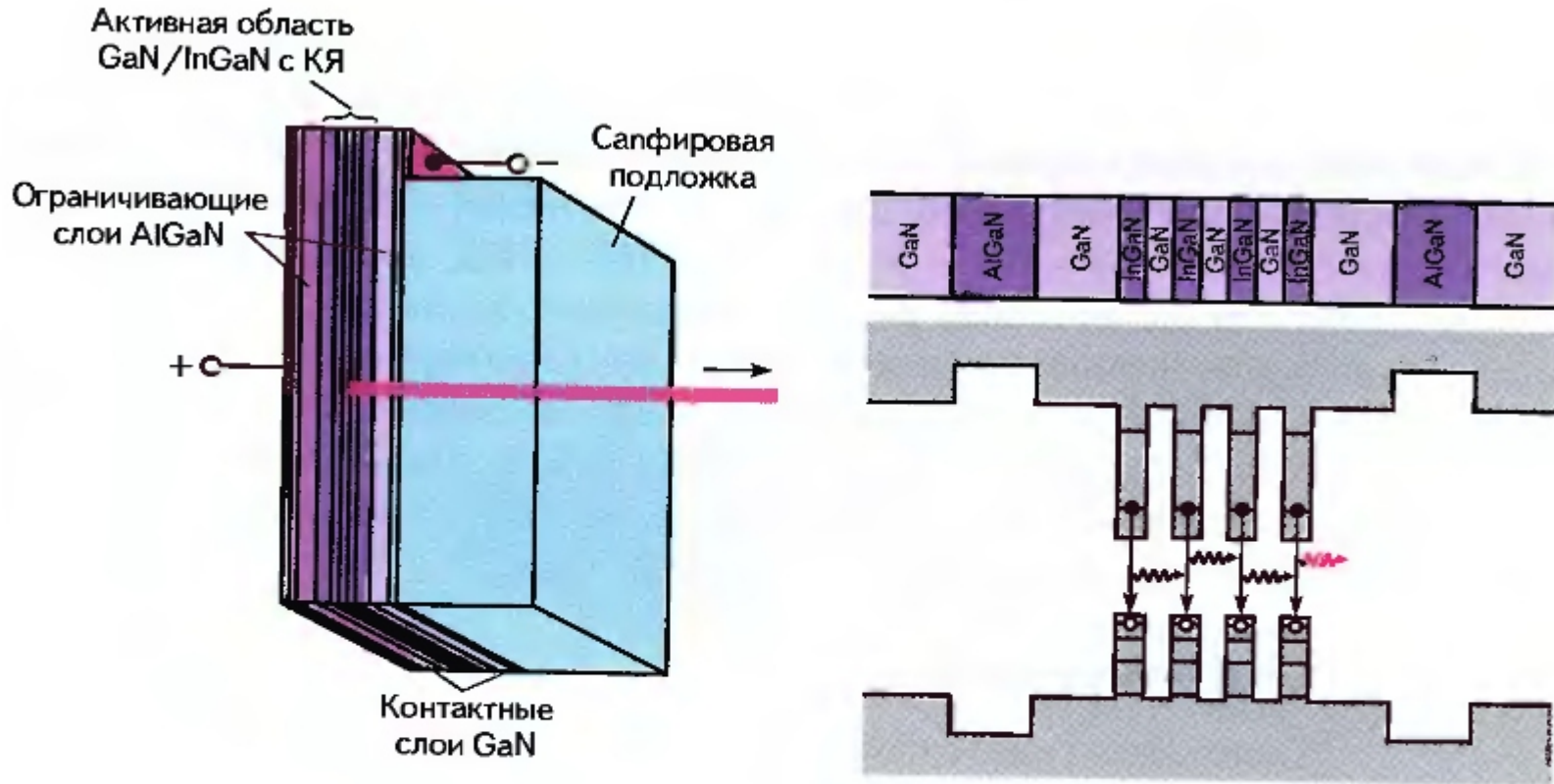
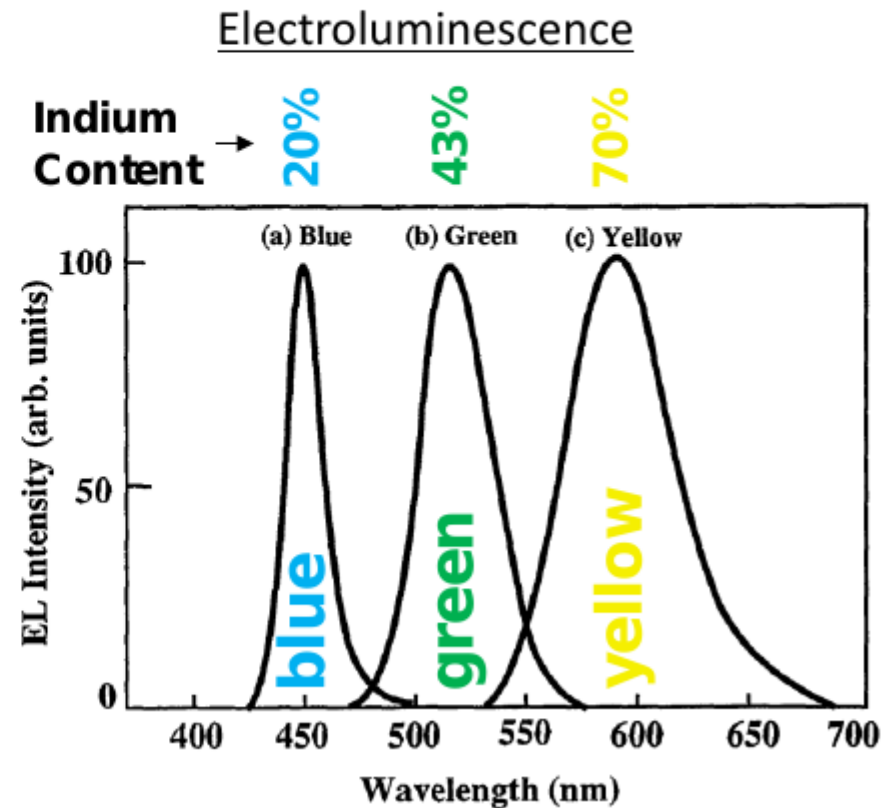
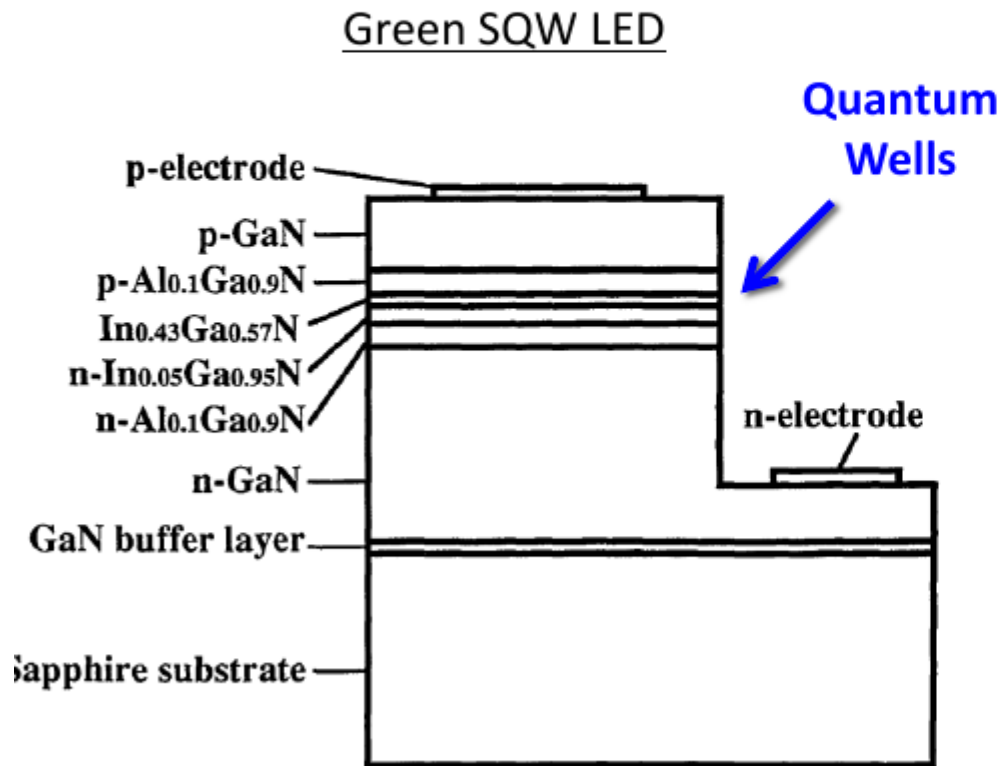


Рис. 17.21. СИД на GaN/InGaN с КЯ, излучающий с поверхности на  $\lambda_0 = 420$  нм фиолетовой области спектра. Активная область включает барьеры из GaN шириной 5 нм и четыре ямы из  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  шириной по 2,5 нм (для простоты влияние характерных внутренних электрических полей III-нитрид-полупроводников не показано). Свет выводится через подложку GaN на сапфире, которая прозрачна на 420 нм

# Типы структур. InGaN

High Brightness LEDs of **varying colors** by increasing Indium content.

Demonstration of **Quantum Wells** (QWs).



# Типы структур. GaN

AlGaInP

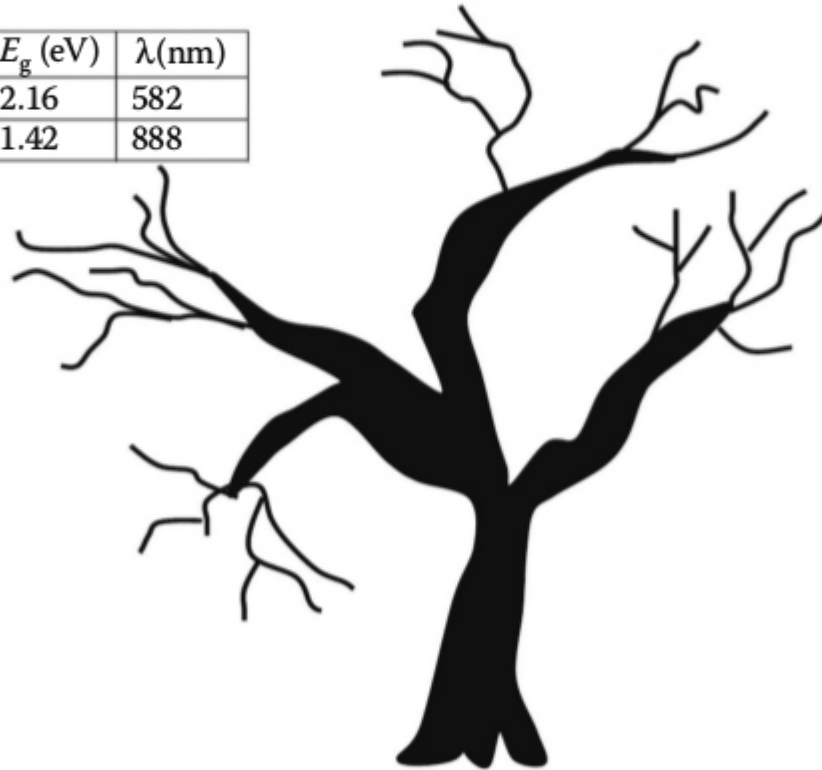
Material	$E_g$ (eV)	$\lambda$ (nm)
AlP	2.5	500
GaP	2.3	520
InP	1.4	900

AlInGaN

Material	$E_g$ (eV)	$\lambda$ (nm)
AlN	6.2	200
GaN	3.5	370
InN	0.9	1400

AlGaAs

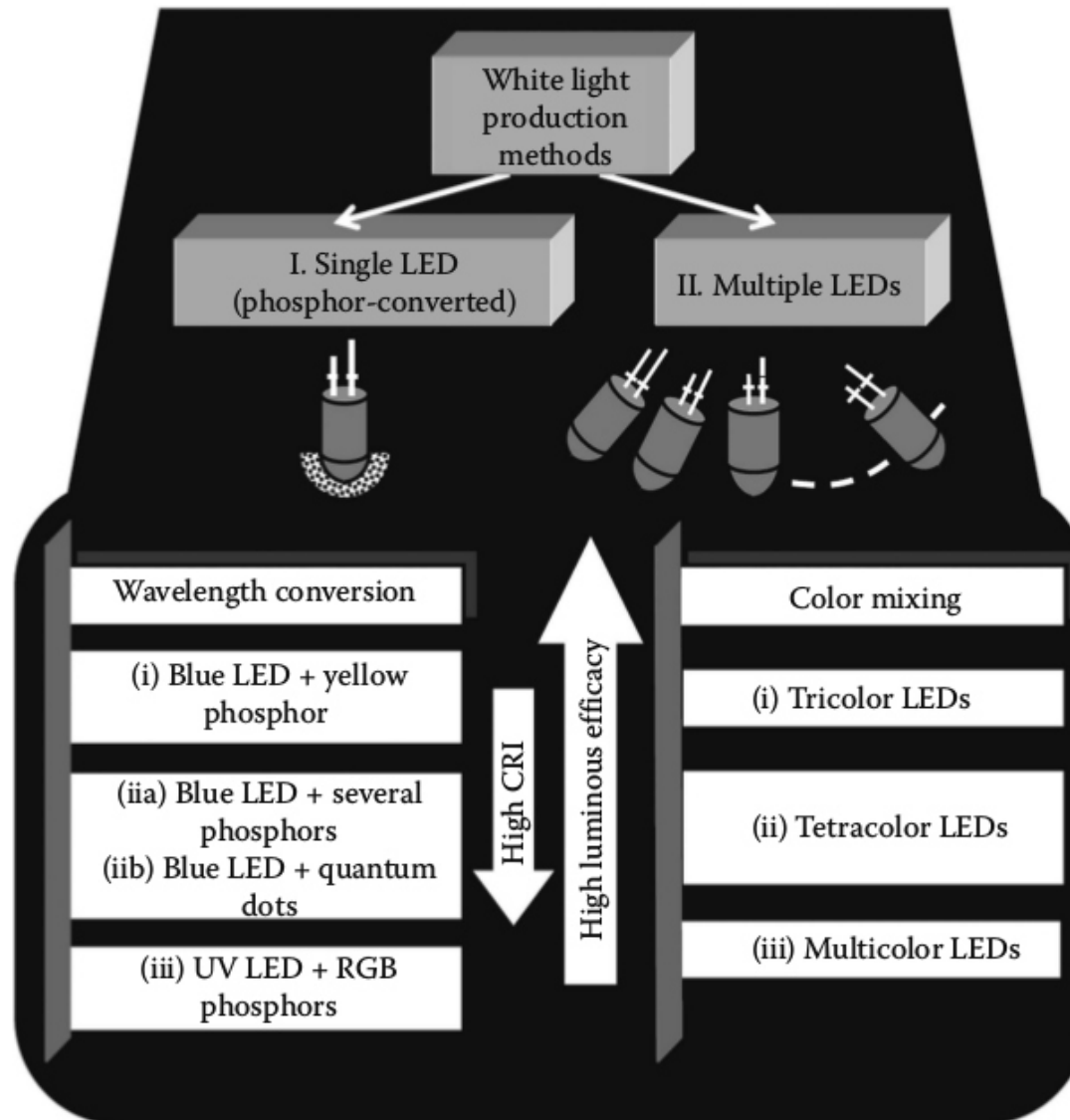
Material	$E_g$ (eV)	$\lambda$ (nm)
AlAs	2.16	582
GaAs	1.42	888



Inorganic LED materials



# Белые светодиоды



# Задачи

Покажите, что спектральная интенсивность испущенного света, описываемая формулами (17.12), достигает максимального значения на частоте  $\nu_p$ , определяемой выражением

$$h\nu_p = E_g + \frac{1}{2}k_B T.$$

Покажите, что полная ширина на уровне полумаксимума спектральной интенсивности

$$\Delta\nu \approx 1,8 \frac{k_B T}{h}.$$

Покажите, что полученная ширина соответствует разбросу длин волн

$$\Delta\lambda \approx 1,8\lambda_p^2 \frac{k_B T}{hc},$$

Вычислите  $\Delta\nu$  и  $\Delta\lambda$  при  $T = 300^\circ\text{K}$  для  $\lambda_p = 0,8$  и  $1,6$  мкм.

# Задачи

Покажите, что спектральная интенсивность испущенного света, описываемая формулами (17.12), достигает максимального значения на частоте  $\nu_p$ , определяемой выражением

$$h\nu_p = E_g + \frac{1}{2}k_B T.$$

Покажите, что полная ширина на уровне полумаксимума спектральной интенсивности

$$\Delta\nu \approx 1,8 \frac{k_B T}{h}.$$

Покажите, что полученная ширина соответствует разбросу длин волн

$$\Delta\lambda \approx 1,8\lambda_p^2 \frac{k_B T}{hc},$$

Вычислите  $\Delta\nu$  и  $\Delta\lambda$  при  $T = 300^\circ\text{K}$  для  $\lambda_p = 0,8$  и  $1,6$  мкм.

# Задачи

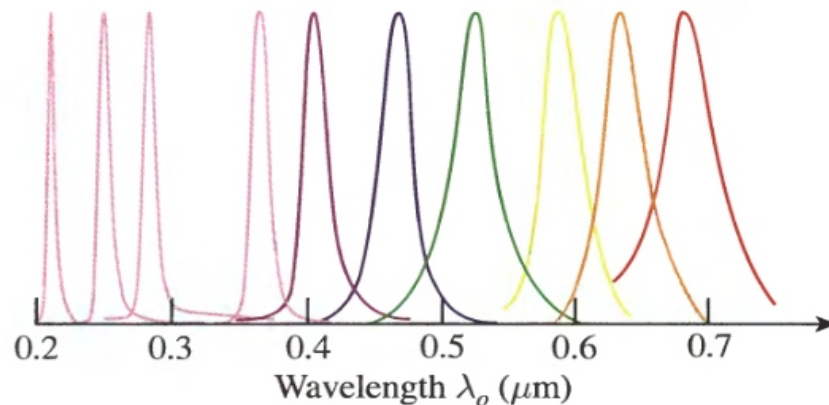
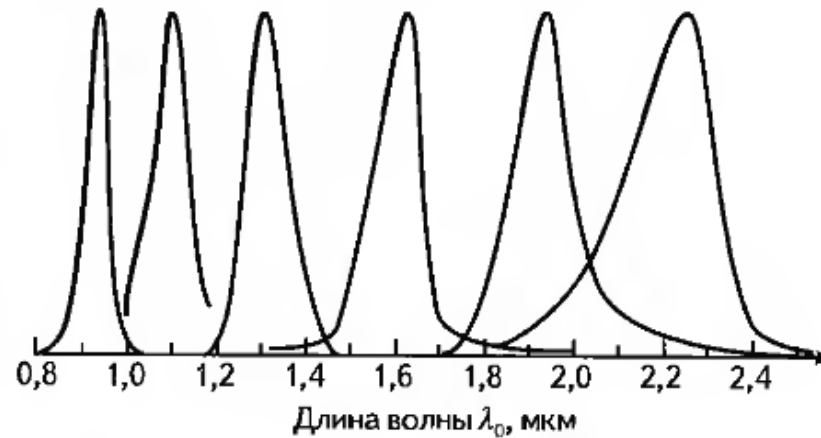
Определите критические углы для света, выходящего в воздух из GaAs ( $n = 3,6$ ), GaN ( $n = 2,5$ ) и прозрачного полимера ( $n = 1,5$ ). Рассчитайте долю света, которую можно вывести из материала в этих трех случаях, если пренебречь поглощением и френелевским отражением.

Насколько увеличится доля выводимого света, если планарный СИД покрыть прозрачным полимером с коэффициентом преломления  $n = 1,5$ ? Поглощение и френелевское отражение на границе полупроводник—полимер не учитывать.

Определите показатель преломления полимера, обеспечивающий максимальную долю света, выходящего из СИД в воздух, если не учитывать поглощение, но учесть френелевское отражение на границе полупроводник—полимер и полимер—воздух.

# Задачи

Рис. 17.60. Спектральные интенсивности в зависимости от длины волны для СИД на InGaAsP, работающих в ближнем ИК-диапазоне спектра. Спектры нормированы на одинаковое значение максимальной интенсивности. В общем случае спектральная ширина растет как  $\lambda_p^2$  в соответствии с (17.29)



$$\lambda_0 = 0,37; 0,53; 0,64; 0,91; 1,30; 1,93 \text{ и } 2,25 \text{ мкм.}$$

Оцените по графикам спектральные ширины по ширине на полувысоте максимума в нанометрах и электронвольтах. Сравните ваши оценки с результатами расчета по формулам в случае слабой инжекции

# КОНТРОЛЬНАЯ РАБОТА

4.12.2015