

Основные свойства оптического излучения.

Оптическим излучением называется электромагнитное излучение с длиной волны в диапазоне $\lambda=0,1..1000$ мкм. Различают 3 спектра оптического излучения:

- Ультрафиолетовое (УФ) излучение: $\lambda=10^{-3}..0,38$ мкм
- Видимое излучение: $\lambda=0,38..0,78$ мкм
- Инфракрасное (ИК) излучение: $\lambda=0,78..1000$ мкм

Плоская электромагнитная волна характеризуется вектором напряженности электрического поля, который меняется со временем в пространстве по закону:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) = E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}z\right)$$

Где E_0 – амплитудное значение напряженности; ω – круговая частота колебаний напряженности электрического поля; k – волновое число; T – период колебаний; λ – длина волны излучения; z – направление распространения волны.

Волна представляет собой согласованные колебания в пространстве и во времени. Условие согласованности имеет вид: $V = \lambda\nu$, где ν – частота колебаний ($\nu = \frac{\omega}{2\pi}$).

Для такой волны волновой фронт является плоским.

Для случая сферической волны зависимость напряженности электрического поля имеет вид:

$$E = \frac{B}{r} \exp[-i(\omega t - kr)]$$

Энергетические характеристики излучения:

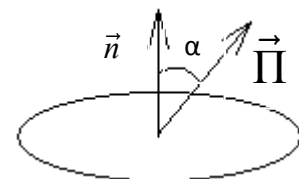
1. **Поток энергии** (лучистый поток): Φ [Вт] – энергия, которая проходит через поверхность в единицу времени.

2. **Вектор Пойнтинга**: $\vec{\Pi} = [\vec{E}, \vec{H}]$ [Вт/м²] – показывает направление распространения энергии.

$$\Phi = \int \vec{\Pi} d\vec{S}$$

3. **Интенсивность**: $I = \langle \vec{\Pi} \rangle$ [Вт/м²] – среднее значение потока энергии, проходящей через единичную площадку, перпендикулярную к $\vec{\Pi}$.

$$I = \frac{d\Phi}{dS \cos \alpha}$$

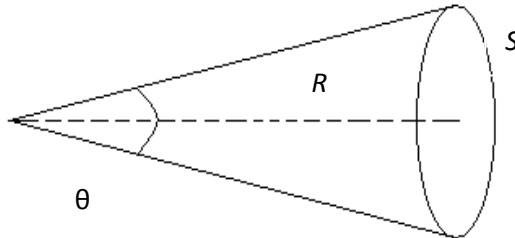


Для плоской волны: $I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$

Для сферической волны: $I = \frac{\Phi}{4\pi r^2}$

Пространственные характеристики излучения

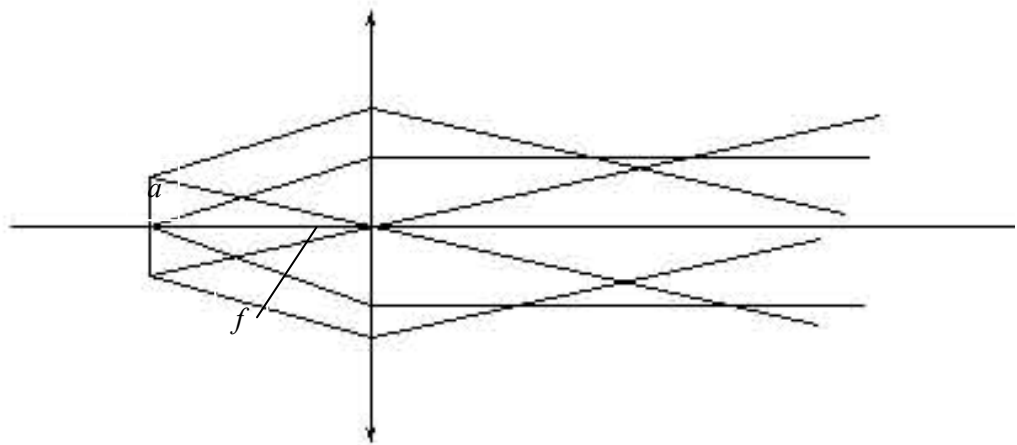
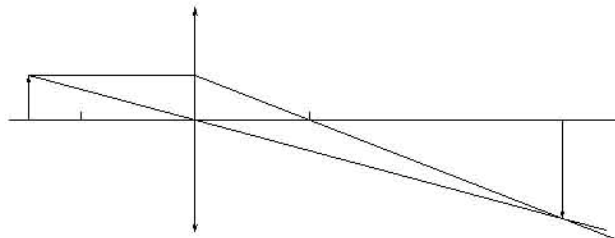
Направленность излучения (расходимость) – характеризуется величиной телесного угла, в котором распространяется большая часть энергии излучения.



$$\Omega = \frac{S}{R^2}$$

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\theta}{2}\right)$$

Получение направленного излучения с помощью линзы



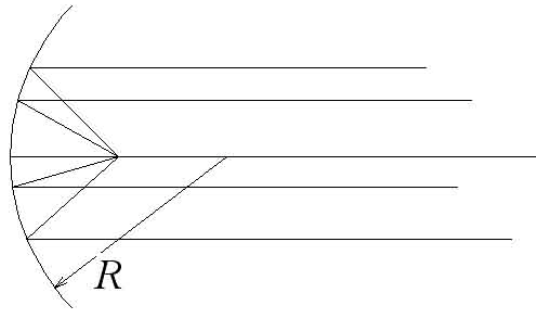
$$\theta = \frac{a}{f}$$

Поток энергии через линзу: $\Phi = \Phi_0 \tau \frac{\pi D^2 / 4}{4\pi f^2}$

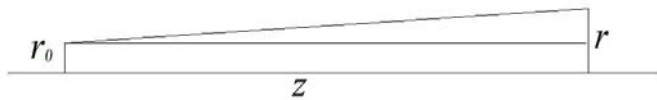
$\pi D^2 / 4$ - площадь линзы; τ – коэффициент пропускания линзы

При упрощении выражения получаем: $\Phi = \Phi_0 \tau \frac{D^2}{16f^2}$

Для оптических систем $D \leq f$ используют зеркала.



$$1' = \frac{1/60 \cdot \pi}{180} = \frac{0,0174}{60} = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ - угловая минута в радианах}$$



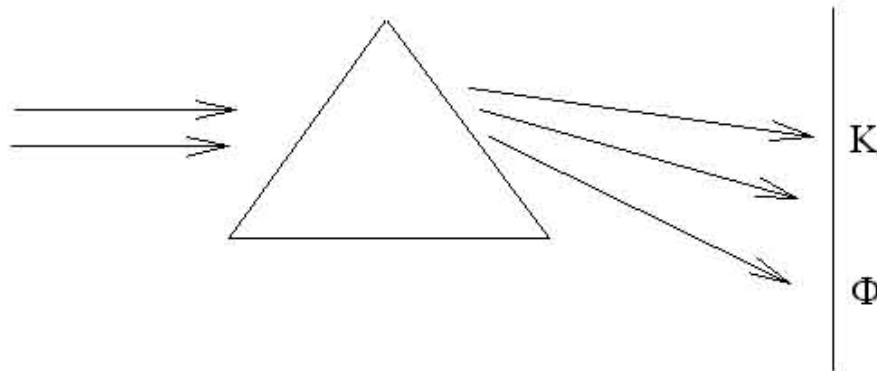
$$r = r_0 + z\theta \rightarrow \Delta r = 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{-4} = 0,3 \text{ м}$$

(рассеивание на 1 км)

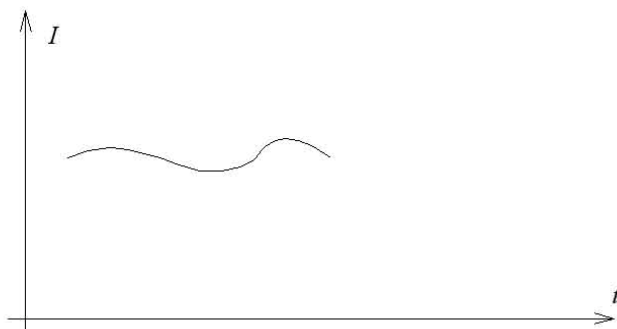
$$\frac{\lambda}{D} \text{ - дифракционный предел расходимости: } \theta \geq \frac{\lambda}{D}$$

Спектральная характеристика

Спектральная характеристика – совокупность λ_i для данного излучения



Существуют линейчатый и непрерывный спектры.



$$E(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega$$

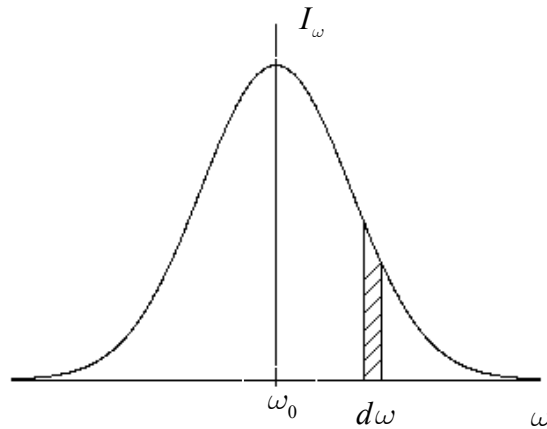
Любую функцию можно представить в виде совокупность синусоид.

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{c}{\lambda}$$

$dI = I_\omega d\omega$ - интенсивность излучения в спектральном диапазоне $d\omega$.

I_ω - Спектральная плотность интенсивности.

Спектральная плотность интенсивности говорит о распределении энергии по синусоидам, на которые можно разложить произвольную функцию.



Способы получения монохроматического излучения:

1. Фильтры
2. Излучение газов или паров веществ
3. Лазеры

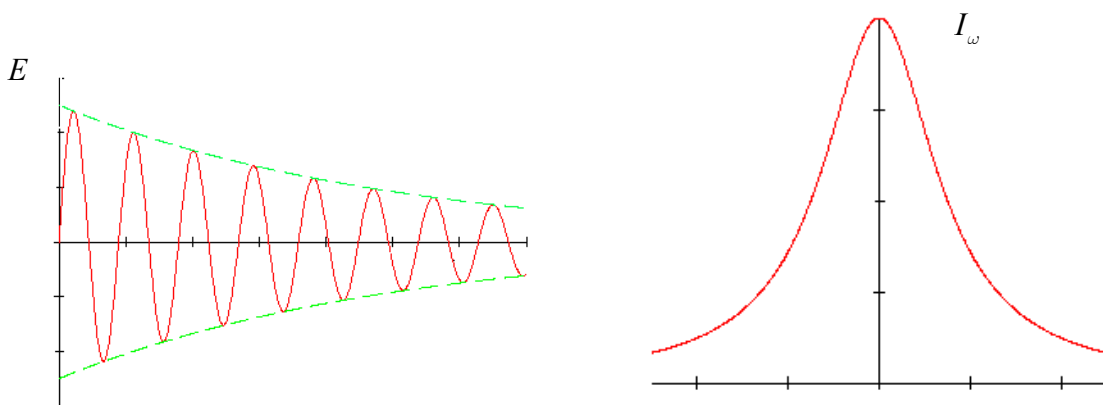
$$\mu = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \text{ - степень монохроматичности излучения}$$

Для лазеров $\mu \sim 10^{-10}$

У монохроматической волны (идеальной) амплитуда не должна изменяться в течение времени $t = \infty$

$$\text{Затухающая волна имеет вид: } E = E_0 e^{-\gamma t} \cos(\omega t - kz)$$

Такую затухающую синусоиду можно представить в виде совокупности синусоид со спектральной плотностью I_ω



Распределение спектральной плотности описывается функцией Лоренца:

$$I_\omega = \frac{I_{0\omega} \gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}$$

Спектральным диапазоном называется полуширина области, ограниченной уровнем $I_\omega = I_{0\omega} / 2$. Чем быстрее волна затухает, тем шире спектральный диапазон.

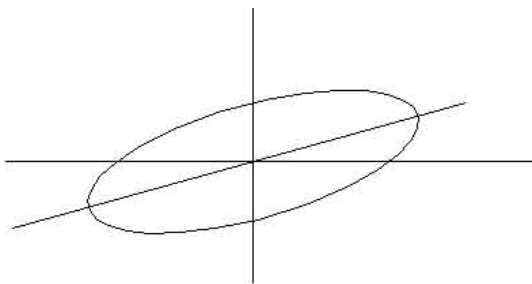
Потери волны составляют $A = \frac{I_1 - I_2}{I_1}$.

Существует круговая поляризация (конец вектора E описывает окружность в пространстве с течением времени).

При неполярном излучении направление вектора E изменяется по случайному закону. Любое направление вектора E является равновероятным. При этом интенсивность излучения равномерно распределяется во всех возможных направлениях.

Частично поляризованный свет может быть получен суперпозицией поляризованного и неполяризованного излучений. Степень поляризации излучения определяется параметром P , который определяется из выражения:

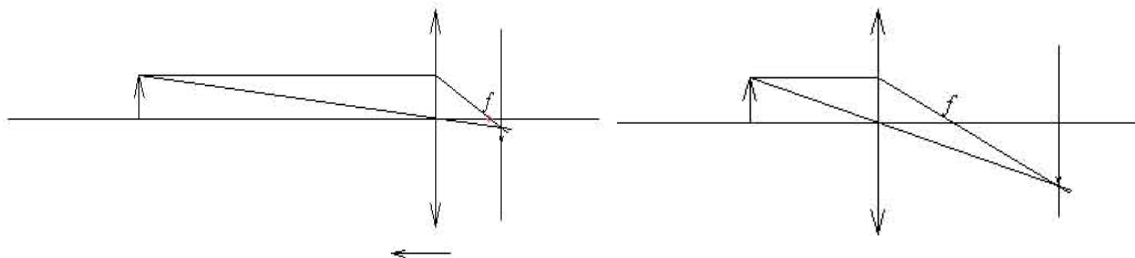
$$P = \frac{I_{\text{пол}}}{I_{\text{пол}} + I_{\text{непол}}}$$



Поляризация излучения так же характеризуется эллипсом, который может вырождаться в окружность или линию. Данный эллипс показывает вероятность нахождения вектора E в заданном направлении.

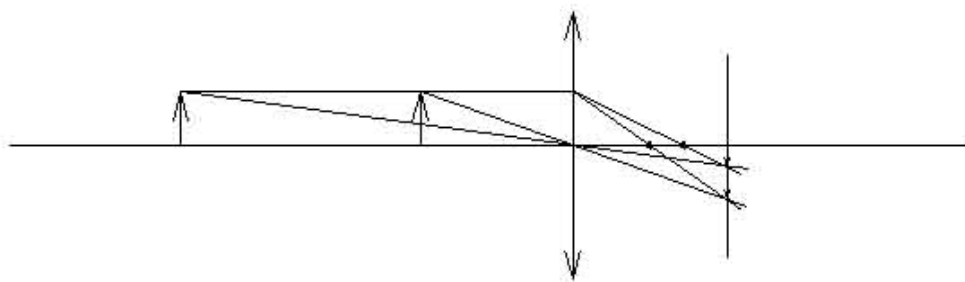
Устройства, которые обладают различным пропусканием в зависимости от поляризации падающего излучения, называются поляризаторами.

Принцип работы глаза как оптической системы



В случае с объективом при приближении объекта необходимо выдвинуть объектив.

Оптическая сила системы измеряется в диоптриях ($1 \text{ дптр} = \frac{1}{\text{м}}$). Оптическая сила глаза меняется в пределах 55-70 дптр.



В случае глаза меняется фокусное расстояние системы.

Когда предмет на бесконечности глаз расслаблен полностью, оптическая сила минимальна, а фокусное расстояние максимальное.

Глаз автоматически подстраивает фокусное расстояние для получения четкого изображения на сетчатке. Человек не разделяет свет на поляризованный и неполяризованный. Некоторые насекомые могут различать поляризацию света.

Процессы оптического излучения

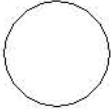
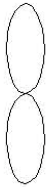
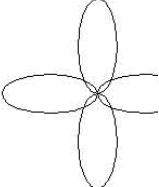
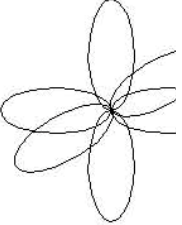
Проецирование оптического излучения связано с изменением орбиты электрона в атоме. Электрон характеризуется плотностью вероятности его нахождения в объеме dV :

$$dP = |\Psi|^2 dV$$

Можно условно принять заряд электрона в атоме размазанным по объему (аналогично вероятности, пропорционально).

n - главное квантовое число (определяет размер и энергию электронного облака)

l - форма электронного облака

l	0	1	2	3
	s	p	d	f
				
m	0	3	5	7

Переход электрона с одной орбиты на другую сопровождается излучением или поглощением оптического излучения.

Виды оптических переходов:

Спонтанное излучение

$$W_1 = W_2 + h\nu$$

$$\nu = \frac{W_1 - W_2}{h}$$

Вынужденное поглощение

$$W_2 + h\nu = W_1$$

Вынужденное излучение

$$h\nu + W_1 = W_2 + 2h\nu$$

Населенность уровня – число атомов, находящихся на каком-либо энергетическом уровне в единице объема ($N, \frac{1}{\text{м}^3}$).

Скорость перехода (M_{12}) – число атомов, переходящих с уровня 1 на уровень 2 в единицу времени в единице объема.

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \neq i} M_{k \rightarrow i} - \sum_{i \neq j} M_{i \rightarrow j}$$

В условиях термодинамического равновесия число атомов на нижнем уровне больше, чем на остальных. Зависимость населенность уровня от его энергии имеет экспоненциальную зависимость: $N_i = N_0 \exp\left[-\frac{W_i}{kT}\right]$.

Оптические переходы характеризуются определенной вероятностью.

Доля населенности уровня, который переходит на другой уровень в единицу времени:

A_{12} - коэффициент спонтанного излучения

При этом скорость перехода будет выражаться следующим образом: $M_{12} = A_{12}N_1$

Убывание населенности описывается выражением: $\frac{dN_1}{dt} = -A_{12}N_1$

Следовательно населенность уровня изменяется по экспоненте: $N_1(t) = N_{10} \exp(-A_{12}t)$.

Время жизни уровня – это время, за которое населенность уменьшается в e раз.

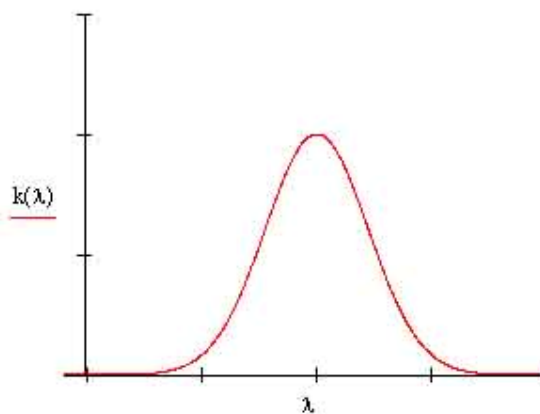
$$\tau_{12} = \frac{1}{A_{12}} = \frac{1}{\sum A_{1k}}$$

Классификация источников оптического излучения

Источники спонтанного излучения:

- Тепловые источники
 - Естественные источники (пламя)
 - Лампы накаливания (КПД ~ 5%)
 - Галогеновые лампы накаливания
- Плазменные источники (газоразрядные)
 - Газоразрядные лампы (тлеющий разряд)
 - Спектральные лампы (нагретый газ)
 - Дуговые лампы (натриевые лампы)
- Люминесцирующие источники (холодное свечение)
 - Фотолюминесценция (поглощение света)
 - Хемилюминесценция
 - Като�олюминесценция
 - Электролюминесценция (светодиоды)

Световой поток равен $\Phi_c = k\Phi_s$, где Φ_s - энергетический поток.

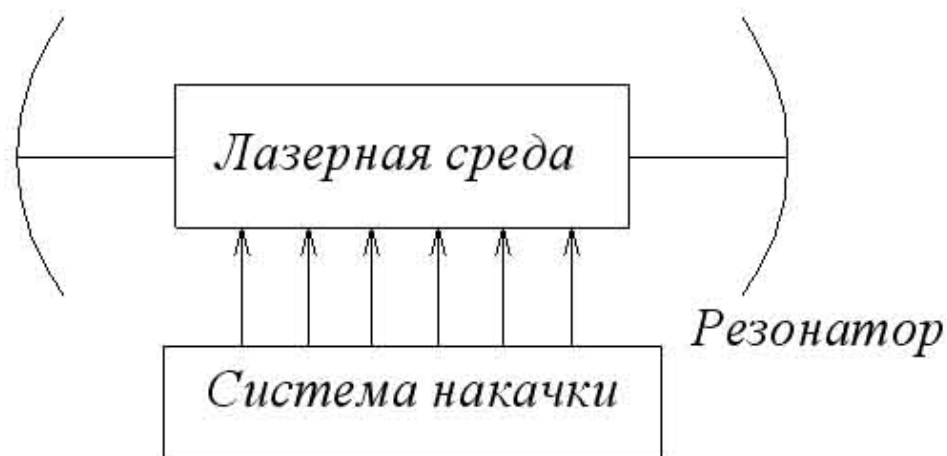


Единица изменения светового потока – люмен (лм): 1 Вт = 625 лм.

	Мощность	Светоотдача	Срок службы
Лампы накаливания	15-1000 Вт	5-20 лм/Вт	1000
Галогеновые лампы	1-20 кВт	22-30 лм/Вт	2000-3000
Ртутные лампы	80-2000 Вт	40-60 лм/Вт	< 15000
Дуговые ртутные лампы	< 2000 Вт	40-60 лм/Вт	< 10000
Натриевые лампы	85-140 Вт	70-80 лм/Вт	20000

Лазеры – источники когерентного излучения.

Инверсная населенность – населенность более высоких энергетических уровней больше населенности низких уровней.



Лазерная среда – в которой может создаваться инверсная населенность (Активная среда)

Система накачки – система создания инверсной населенности

Виды накачки:

- Оптическая
- Электрическая

- Химическая

Оптический резонатор служит для усиления излучения (положительная обратная связь)

Классификация по средам:

- Твердотельные
- Жидкостные
- Газовые
- Полупроводниковые

Газовые лазеры:

- Атомные
- Ионные
- Молекулярные

По типу резонаторов:

- Линейные
- Кольцевые
- Связанные

По режиму работы:

- Непрерывный
- Импульсный

	Среда	Режим	Мощность	λ , нм	КПД	Накачка
Рубиновый	Тв	И	10^3 - 10^5 Вт	694,3	1%	О
Гелий-неоновый (He-Ne)	Г(А)	Н	10^{-3} - 10^{-1} Вт	632,8	<1%	Э
Стекло с неодимом	Тв	И	10^6 - 10^4 Вт	1060	1,5-8%	О
Иттриево- алюминиевый гранат	Тв	И/Н	<300 Вт (Н) 10^6 - 10^{10} (И)	1064 530	— 2-4%	О
Аргоновый	Г(И)	Н/И	1 - 10^3	488 514,5	— 0,01-0,1%	Э
Ga-As	п/п	Н/И	мВт (Н) 1 - 10^3 (И)	330 1000	— 20-90%	Э
CO ₂ лазер	Г(М)	Н/И	10 кВт (Н) 10^{14} Вт (И)	10591,5	30%	Э

Существуют устройства, которые удваивают частоту и уменьшают длину волны в два раза.

Спектральные характеристики оптического перехода.

Частота перехода:

W_1 _____

W_2 _____

$$\nu_0 = \frac{W_1 - W_2}{h}$$

Атом излучает спектр частот, который определяется энергетическими уровнями в атоме и временем жизни атома на энергетическом уровне.

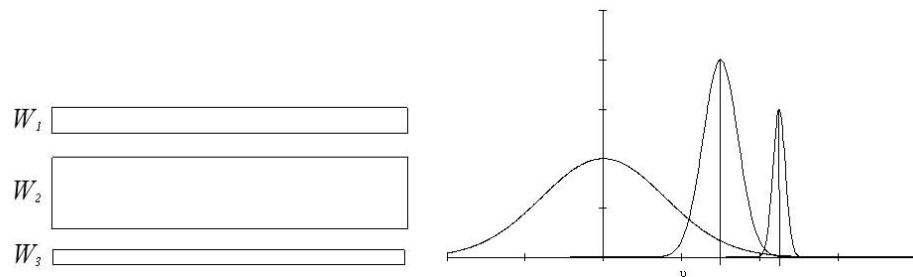
Каждый энергетический уровень имеет ширину, которая тем больше, чем больше время жизни атомов на этом уровне.

$$\Delta\omega_i \tau_i = \frac{h}{2\pi} = \hbar$$

$$\Delta\nu \simeq \frac{\Delta W_1 + \Delta W_2}{h}$$

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{icn}} + \frac{1}{\tau_{\text{без изл.}}}, \text{ где } \tau_{icn} = \frac{1}{\sum A_{ik}}$$

При этом получаем: $\Delta\nu \sim \frac{\sum A_{ik}}{2\pi}$

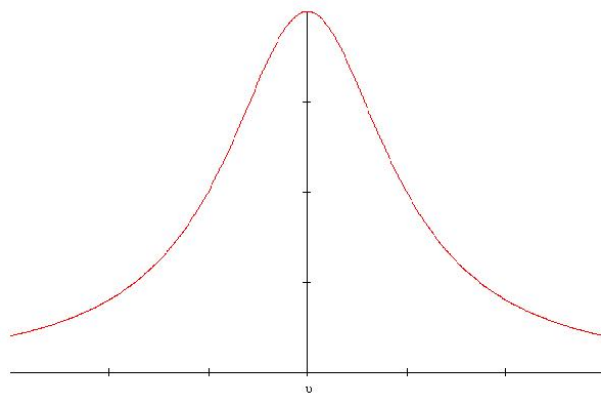


Чем больше расстояние между уровнями при переходе, тем больше частота излучения.

Уширение линии обусловленное конечностью времени жизни атома, называется однородным.

Любой атом спонтанно излучает линию одинаковой ширины.

Функция Лоренца: $I_\nu = I_{\nu_0} \frac{\Delta\nu_L^2}{4(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_L^2}$



$\Delta\nu_L \simeq \frac{\sum A_{ik}}{2\pi}$ - полуширина, $\Delta\nu_L \leq 1 \text{ МГц}$

Уширение уровня обусловлено не только спонтанным переходом, но и уменьшением времени жизни, связанным со столкновением атомов, не сопровождаемым излучением.

Для описания спектральной характеристики вводят форм-фактор линии $\varphi(\nu)$:

$$\int \varphi(\nu) d\nu = 1$$

Функция Лоренца:
$$\varphi(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \frac{\Delta\nu_L^2}{4}}$$

$$a_{12}(\nu) = A_{12}\varphi(\nu), \quad A_{12} = \int a_{12}(\nu)d\nu$$

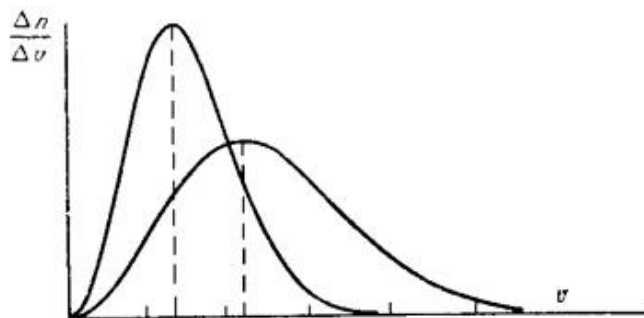
Неоднородное (доплеровское) уширение

Изменение частоты, наблюдаемое при движении источника излучения относительно приемника (эффект Доплера):

$$\nu \simeq \nu_0 \left(1 + \frac{U \cos \theta}{c} \right)$$



Распределение атомов по скоростям в зависимости от температуры имеет следующий вид:



Средняя скорость движения атома определяется из выражения: $\langle V \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$

Приемник воспринимает спектр частот:

$$I_\nu = I_{\nu_0} \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_T} \right]$$

$$\Delta\nu_T = \nu_0 \frac{\langle V \rangle}{c}$$

Полуширина доплеровской линии: $\Delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\nu_T$

При доплеровском уширении каждой частоте спектрального контура соответствует определенная группа атомов. Эта не та линия, которую излучает лазер. Это та линия, которую излучает нагретый газ.

Уширение спектральной линии имеет важное значение для лазеров, так как в этом спектральном диапазоне происходит усиление лазерного пучка.

$$\varphi_D(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_T \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_T} \right]$$

Создание инверсной населенности. Балансное уравнение.

w – энергия, которая сосредоточена внутри вещества в единице объема.

Инверсная населенность: $\Delta = N_2 - N_1$

w_n - энергия накачки

$$\frac{dN_3}{dt} = B_{31}w_{\text{H}}N_1 - B_{31}w_{\text{H}}N_3 - N_3A_{31} - N_3A_{32}$$

$B_{31}w_{\text{H}}N_1$ - вынужденное поглощение с 1-го уровня

$B_{31}w_{\text{H}}N_3$ - вынужденное излучение с 3-го уровня на 1-й

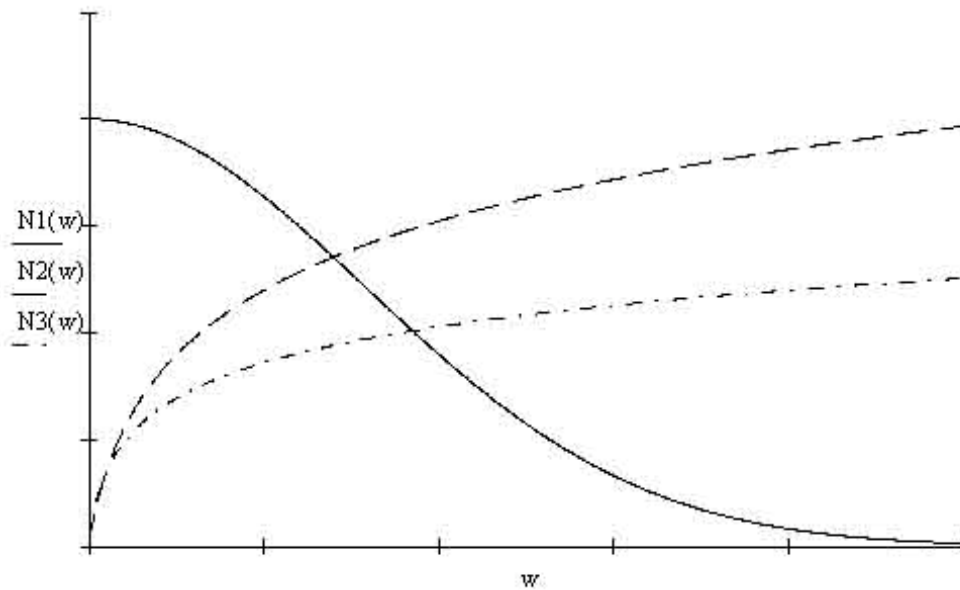
$N_3A_{31} + N_3A_{32}$ - уменьшение населенности 3-го уровня за счет спонтанных переходов

Переход с 3-го уровня на 2й не сопровождается вынужденным излучением (частный случай).

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}w_{\text{r}}N_2 + B_{21}w_{\text{r}}N_1 - N_2A_{21} - N_3A_{32}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = B_{21}w_{\text{r}}N_2 + N_2A_{21} + N_3A_{31} - B_{21}w_{\text{r}}N_1 - B_{31}w_{\text{H}}N_1$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 = \text{const}$$



Вначале все атомы находятся на 1-м уровне. Извне подается энергия накачки, которая может подаваться из разных видов источников. Энергия нарастает, а следовательно часть атомов переходит на второй и третий энергетический уровни. При этом начинаются спонтанные переходы. Но если уровень 2 метастабильный, то при определенных значениях энергии накачки возникает инверсная населенность.

Условие возникновения: $A_{32} \gg B_{31}w_{\text{H}} > A_{21}$

$$\Delta_0 = N_0 \frac{B_{31}w_{\text{H}} - A_{21}}{B_{31}w_{\text{H}} + A_{21}} \quad (w_{\text{r}} \approx 0)$$

$$\Delta = N_0 \frac{B_{31}w_{\text{H}} - A_{21}}{2B_{21}w_{\text{r}} + B_{31}w_{\text{H}} + A_{21}}$$

Инверсная населенность не может непрерывно возрастать.

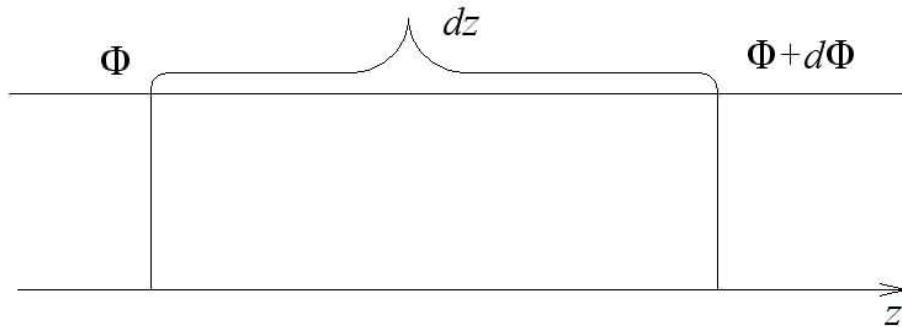
$$\Delta = \frac{\Delta_0}{1 + \eta I_{\text{r}}}$$

С развитием генерации инверсная населенность стремится к постоянной.

Мощность генерации пропорциональна инверсной населенности.

Коэффициент усиления

Рассмотрим распространение волны в тонкой трубке:



$$d\Phi = [(b_{21}N_2 - b_{12}N_1)w_{\nu} + a_{21}N_2]h\nu\sigma dz dV$$

N_2 - населенность верхнего уровня

b_{21} ; b_{12} - дифференциальные коэффициенты Эйнштейна для вынужденного излучения

w_{ν} - спектральная объемная плотность энергии на частоте перехода

a_{21} - дифференциальный коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения

$[(b_{21}N_2 - b_{12}N_1)w_{\nu} + a_{21}N_2]$ - число фотонов, которое возникает в единицу объема, в единицу времени, в единичном интервале частот.

Коэффициенты связаны соотношениями:

1. $b_{21}g_2 = b_{12}g_1$
2. $a_{21}N_2 \rightarrow 0$
3. $d\Phi = \sigma dI$, dI - приращение интенсивности
4. $w_{\nu} = \frac{I_{\nu}}{c} = \frac{dI}{cd\nu}$
5. $b_{21} = B_{21}\varphi(\nu)$, $\varphi(\nu)$ - форм-фактор

$$T_{\nu}d\nu\sigma = (b_{21}N_2 - b_{12}N_1)\frac{I_{\nu}}{c}h\nu\sigma d\nu dz$$

$$dI_{\nu} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1\right)b_{21}\frac{I_{\nu}}{c}h\nu dz$$

Изменение спектральной плотности интенсивности при прохождении излучением расстояния dz в инверсной среде $I_{\nu} = \exp[\alpha_{\nu}(z)z]I_{0\nu}$

$$\alpha_{\nu}(z) = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1\right)b_{21}\frac{h\nu}{c}$$

$\left(N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1\right) = \Delta$ - инверсная населенность

$$I_{\nu} = \Delta B_{21}\varphi(\nu)\frac{h\nu}{c}$$

Спектральный показатель усиления – величина, обратная расстоянию, на котором спектральная плотность интенсивности увеличивается в e раз.

В зависимости от спектральной плотности усиление определяется форм-фактором спектральной характеристики перехода.

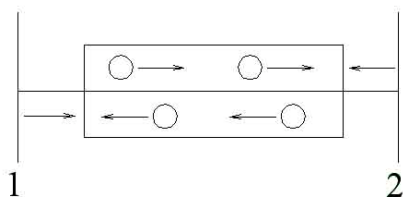
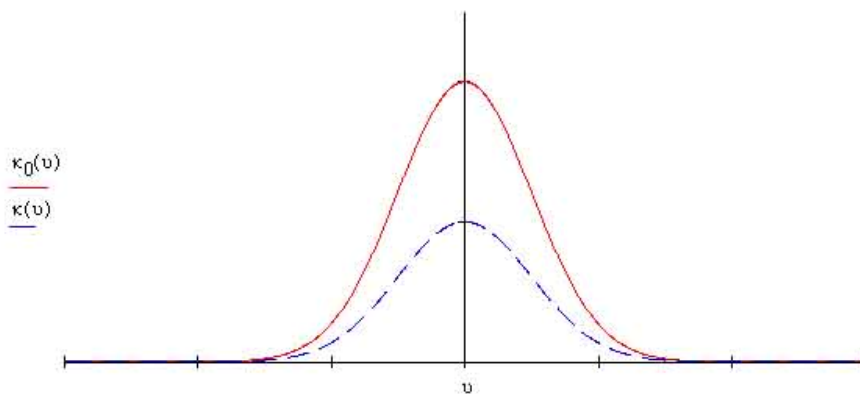
В случае однородного перехода, обусловленного конечностью жизни атомов на уровне, это функция Лоренца. При неоднородном движении – функция Гаусса.

Лазерное излучение может усиливаться в диапазоне частот $\Delta\nu_L, \Delta\nu_D$ в зависимости от вида активной среды.

Коэффициент усиления возрастает пропорционально энергии накачки при начале и стремится к постоянной при стационарном режиме генерации.

Насыщение усиления – процесс уменьшения инверсной населенности и коэффициента усиления при стационарной генерации.

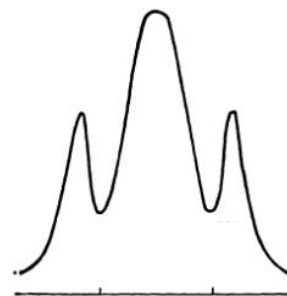
Насыщение усиления бывает двух видов: однородное и неоднородное.



При неоднородном уширении, обусловленном движением частиц, во взаимодействии с лазерным излучением на частоте ν участвуют лишь частицы, доплеровские частоты которых лежат вблизи этой частоты.

Излучение взаимодействует со всеми атомами внешней среды.

Волна, которая движется от зеркала 1 к зеркалу 2 усиливается частицами, которые двигаются ей навстречу, если $\nu_r > \nu_0$, следовательно возникают провалы Беннета.



При $\nu_r \rightarrow \nu_0$ провалы начинают перекрываться. Значит волна начинает взаимодействовать с одними и теми же атомами при движении, следовательно уменьшается интенсивность излучения.

Провал в интенсивности называются провалом Лемба.

В газовых лазерах ν_r должна быть больше ν_0 .

$$I_\nu d\nu = \exp[\alpha_\nu(z)z] I_{0\nu} d\nu$$

В случае лазерного излучения $dI \doteq I$

$$I = I_0 \exp[\alpha(\nu)z]$$

В поглощающих средах: $I = I_0 \exp[-\alpha z]$ - закон Бугера.

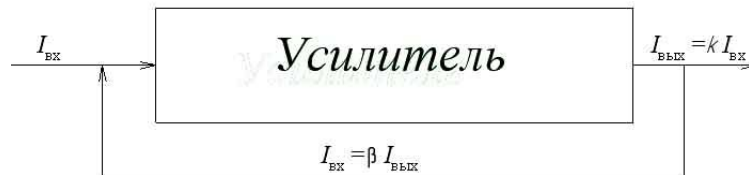
Полный показатель усиления: $G = \alpha L$

G - спектральный показатель усиления

L - длина активной среды

$$k = \exp(\alpha L) = \frac{\Phi_{\text{ВЫХ}}}{\Phi_{\text{ВХ}}} = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}}$$

Накачка

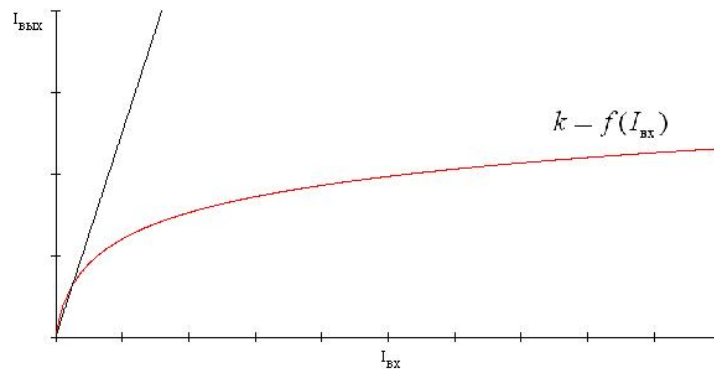


β - коэффициент обратной связи – доля выходного сигнала, вновь посылаемая на вход усилителя.

Очень важно выбрать правильное соотношение между коэффициентами k и β .

Условия возникновения генерации

Часть излучения должна выводиться из резонатора.

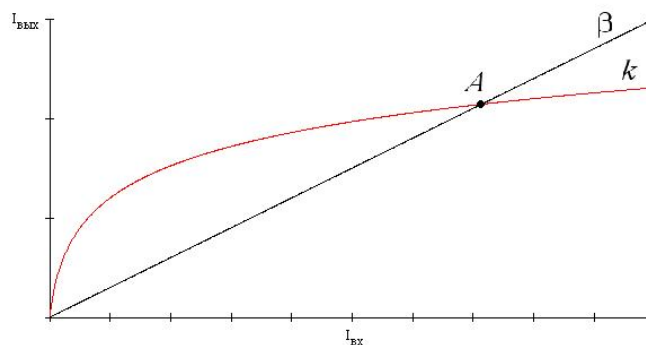


Коэффициент насыщения зависит от $I_{\text{ВХ}}$.

При данном соотношении коэффициентов k и β сигнал будет затухать, генерация невозможна.

Слишком большая часть сигнала выводится наружу.

Рассмотрим другой случай



$k_0\beta > 1$ - условие генерации.

$k_{\text{нас}}\beta = 1$ - устойчивая точка, стационарная генерация

Оптические резонаторы

Оптический резонатор – оптическая система, состоящая из отражателей, для создания положительной обратной связи в лазере.

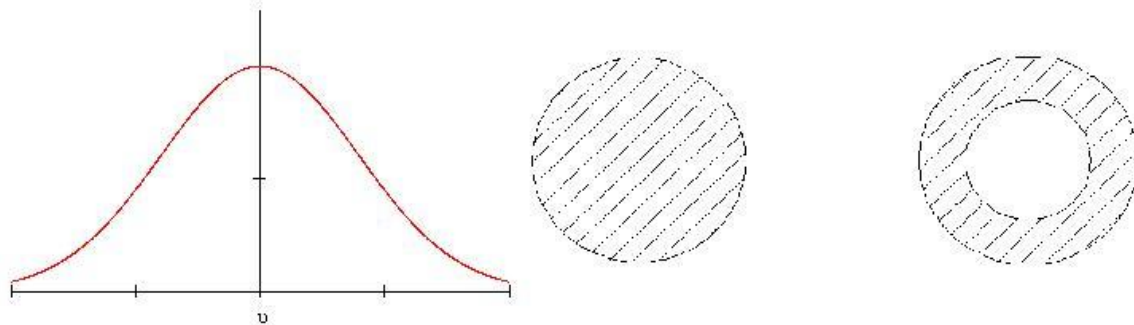
Система, которая заставляет излучение многократно проходить через активную среду.

Резонаторы бывают:

1. Линейными, кольцевыми и связанными;
2. Устойчивыми и неустойчивыми

Излучение – совокупность мод Эрмита-Гаусса. Мода – тип волны, который отличается своей частотой, распределением и т.д.

Излучение постоянно увеличивает свое поперечное распределение, выходя из резонатора через края зеркала.



3. По виду отражателей:

- Интерференционные зеркала (для гелий-неоновых лазеров)
- Металлические зеркала (CO_2 лазеры)
- Призмы полного внутреннего отражения
- Грани кристалл (полупроводниковые лазеры)

Потери:

- Полезные (вывод излучения из резонатора)
- Беспольные (диссипативные):
 - Дифракционные
 - Потери на рассеяние
 - Поглощение
 - Поляризационные потери

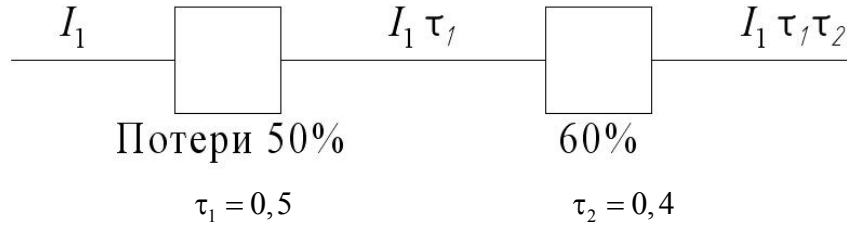
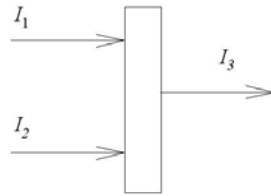
A - потери

$$A = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1} = \frac{I_1 - I_2}{I_1}$$

$$dA = -\frac{I_2 - I_1}{I_1} = -\frac{dI}{I}$$

Пропускание оптического элемента: $\tau = \frac{\Phi_2}{\Phi_1}$,

следовательно $\tau = 1 - A$, $\tau_{\text{зеркала}} = \rho$



$\tau_1 \tau_2 = 0,2 \Rightarrow \Sigma \text{потери } 80\%$

$$A_{\Sigma} = 1 - \prod_{i=1}^N (1 - A_i) = 1 - \prod_{i=1}^N \tau_i$$

$$A_i \ll 1 \Rightarrow A_{\Sigma} \approx \sum_{i=1}^N A_i$$

β - коэффициент обратной связи

$$\beta = 1 - A_{\Sigma} \approx 1 - A_{II} - A_{DI} = \tau_{\Sigma}$$

Условие начала генерации: $k_0 \beta > 1$

Следовательно $k_0(1 - A) > 1$

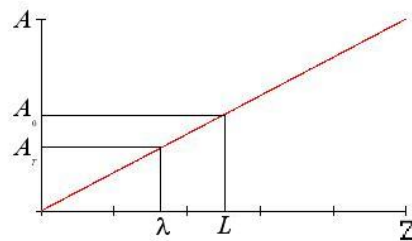
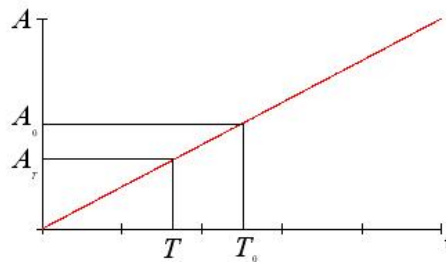
Если усиление мало, то $k_0 \approx 1 + \delta$

Тогда получаем: $(1 + \delta)(1 - A) > 1 \Rightarrow 1 + \delta - A > 1 \Rightarrow \delta > A$ (A в долях)

При расчете потерь иногда удобно представить их распределенными по всей длине резонатора.

$$dA = -\frac{dI}{I} = \alpha_t dt = \alpha_z dz$$

$$I = I_0 \exp[-\alpha_z z] = I_0 \exp[-\alpha_t t]$$



$$\alpha_t = \alpha_z C,$$

$$A_T = A_{\lambda} = \frac{A_0 T}{T_0} = \frac{A_0 \lambda}{L}$$

T - период колебаний

T - обход резонатора

λ - длина волны

L - длина резонатора

Добротность оптической системы: $Q = 2\pi \frac{1}{A_T} = 2\pi \frac{W}{\Delta W}$

$$Q = 2\pi \frac{L}{A\lambda}$$

Пример: $Q = 6 \frac{1 \text{ м}}{0,05 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 2,5 \times 10^8$

При $A = 5\% \rightarrow Q = 10^8$, а при $A = 0,1\% \rightarrow Q = 10^{10}$

Уширение спектра волны за счет уменьшения интенсивности:

$$\Delta\omega = \alpha_t$$

$$Q = 2\pi \frac{1}{\alpha_t T} = \frac{\omega}{\Delta\omega}$$

Превышение: $X = \frac{k_0}{k_{\text{нас}}} = \frac{\alpha_{0\nu}}{\alpha_\nu} = \frac{G_0}{G} = \frac{\Delta_0}{\Delta}$ - отношение начального коэффициента к

насыщенному.

$$k_0\beta > 1; \quad k_n\beta = 1$$

α - спектральные коэффициенты усиления

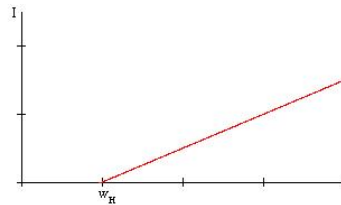
G - полные коэффициенты усиления ($G = \alpha L$)

Δ - инверсная населенность

Чем больше исходная инверсная населенность, тем выше интенсивность.
Стационарная инверсная населенность определяется потерями.

$G \approx A$ - при стационарной генерации

$$I = I_0 \tau_3 (X - 1)$$



$$\Delta_{\text{порог}} = \Delta_{\text{нас}}$$

Существует оптимальное пропускание выходного зеркала

$$\tau_{3\text{опт}} \simeq \sqrt{2GA}$$

Если $A = 5\%$ то $\tau_{3\text{опт}} = 95\%$

Условие устойчивости резонатора

Зеркало характеризуется радиусом и фокусным расстоянием: R , $f = \frac{R}{2}$

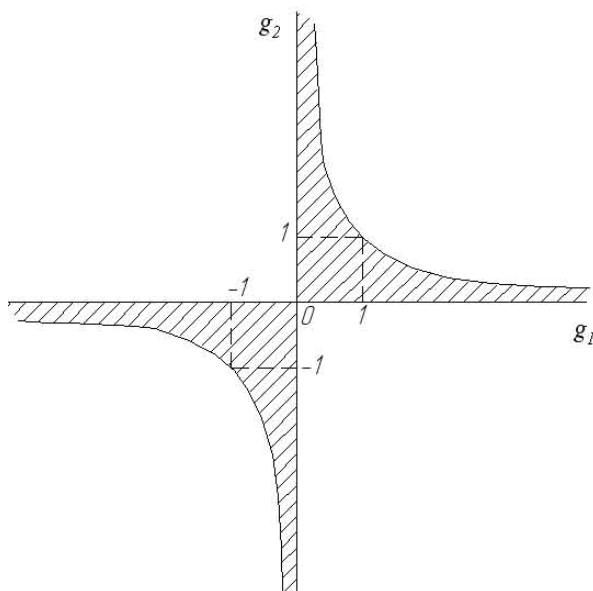
Условие устойчивости:



$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}, \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

Если $0 < g_1 g_2 < 1$, то резонатор является устойчивым.

0; 1; -1 – характерные точки

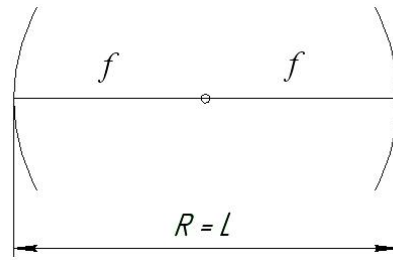


Радиус имеет знак. Если по отношению к резонатору зеркало вогнутое, то радиус берется со знаком «+».



Частные случаи:

1. Симметричный конфокальный резонатор: $g_1 = g_2 = 0$; $R_1 = L$; $R_2 = L$

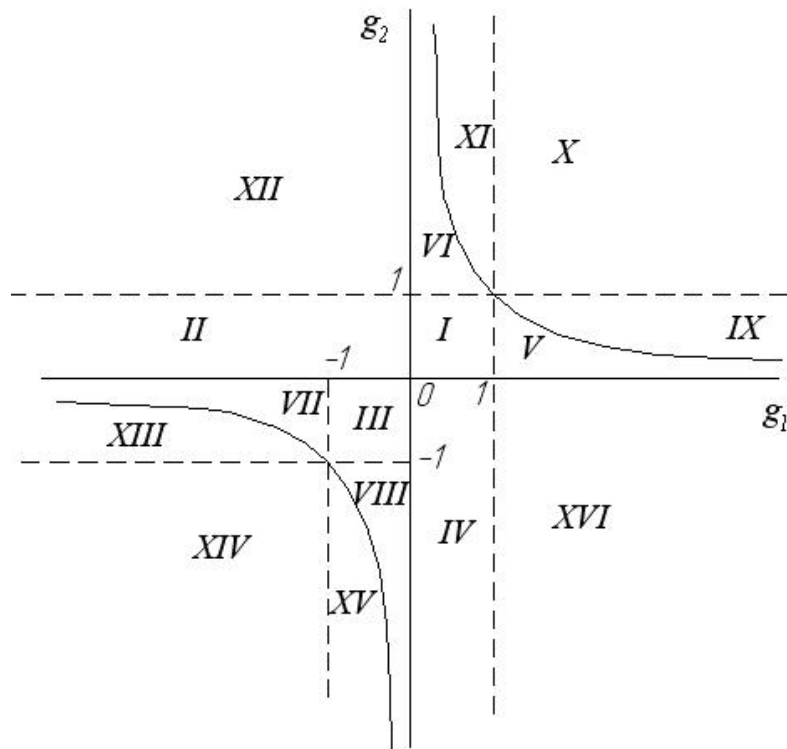


2. Плоский резонатор: $R = \infty$; $g_1 = g_2 = 1$

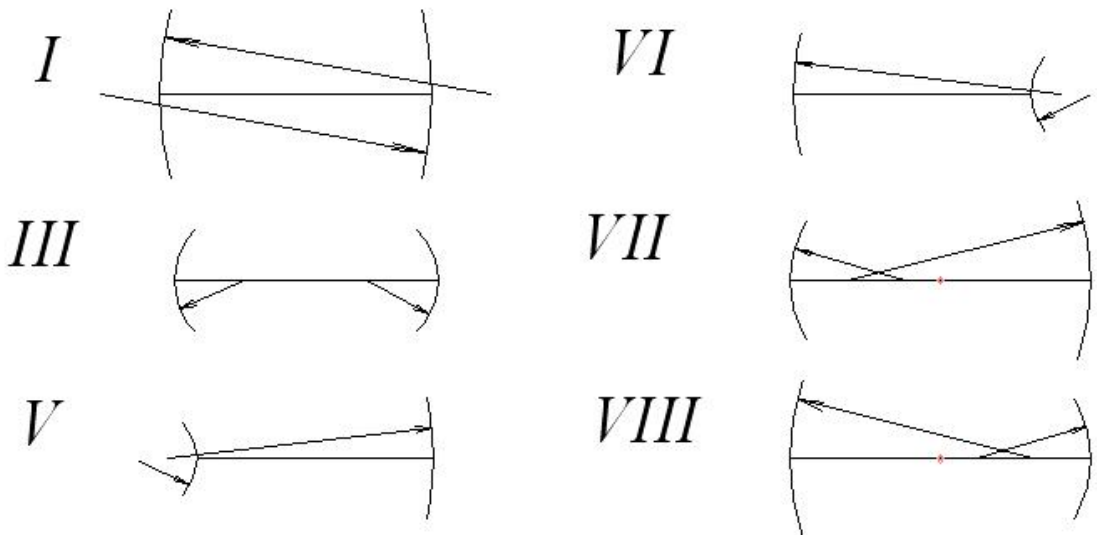


Случай на границе устойчивости, как и предыдущий.

Генераторы не делают конфокальными, так как любое изменение может равновероятно сместить его как в устойчивую, так и в неустойчивую область.



Устойчивые резонаторы:



1. Конфокальные резонаторы
2. Симметрические резонаторы
3. Плоские резонаторы
4. Концентрические резонаторы (точки на гиперболе)

Рассмотрим случай, когда одно зеркало плоское



$$R_1 = \infty \Rightarrow g_1 = 1$$

1. Пусть $f_2 = L$

Полуконфокальный резонатор

$$R_2 = 2f_2 = 2L$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} = \frac{1}{2}$$

Следовательно данный резонатор является устойчивым

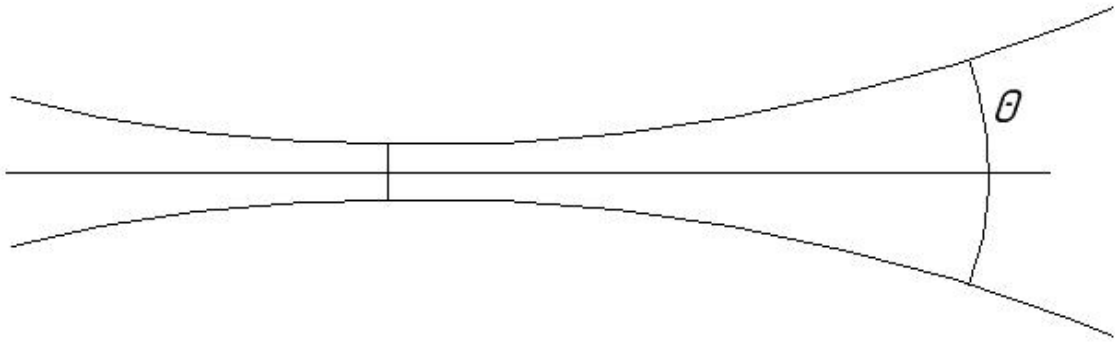
2. Пусть $R_2 = L$

Тогда $g_2 = 0$.

Такой резонатор находится на границе устойчивости.

Лазерные пучки

Сферическая волна; плоская волна



Распределение интенсивности пучка в поперечном сечении описывается функцией Гаусса:

$$I = I_0 \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2}\right]$$

Поперечный радиус пучка (w) – расстояние от оси, на котором интенсивность падает в e раз.

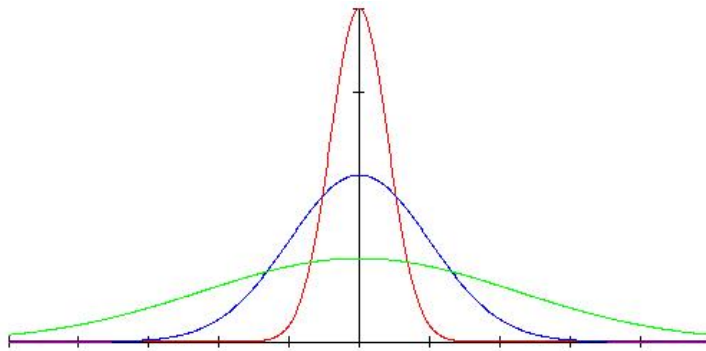
$r^2 = x^2 + y^2$ - расстояние от оси пучка

$r \leq w \rightarrow 80\%$ энергии пучка

w можно считать границей пучка.

Такой пучок называется Гауссовым, или основной модой. Для него w является функцией z .

Существует сечение, в котором радиус пучка принимает минимальное значение. Такое сечение называется перетяжкой.



- реальная зависимость интенсивности излучения от расстояния до оси пучка в различных его сечениях (площадь под графиком не меняется)

Зависимость радиуса пучка от координаты z имеет вид:

$$w = w_0 \sqrt{1 + (\beta_0 z)^2}$$

Параметр $\beta_0 = \frac{2}{kw_0^2}$.

w_0 - радиус перетяжки пучка.

θ - расходимость пучка (мера расходимости)

Внутри телесного угла сосредоточена вся мощность.

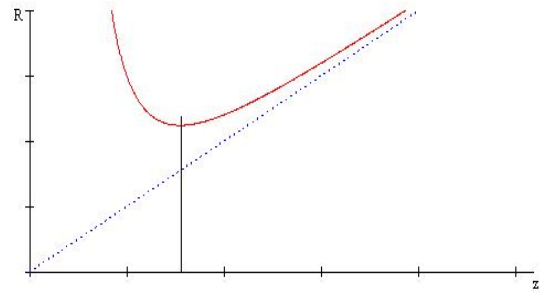
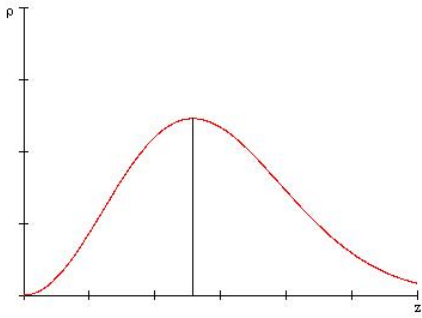
В дальней зоне: $\beta_0 z \gg 1$

Тогда $w = w_0 \frac{2}{kw_0^2} z = \frac{\lambda z}{\pi w_0}$.

При этом расходимость пучка находится из соотношения: $\theta \simeq \frac{2w(z)}{z} = \frac{2\lambda}{\pi w_0}$.

Чем меньше размер пучка в перетяжке тем больше расходимость.

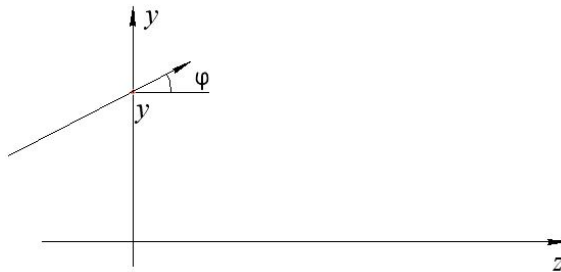
Фронт волны в перетяжке плоский, потом начинает изгибаться, достигает максимальной кривизны, а затем снова становится плоским.



В дальней зоне $\rho \sim \frac{1}{z}$, а $R \sim z$.

Преобразование лазерного пучка оптическими элементами.

Метод лучевых матриц.



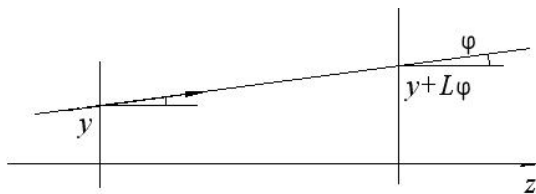
Всякий луч характеризуется координатой y и углом φ . Таким образом в соответствие каждому лучу можно поставить вектор.

$$\text{Луч: } \begin{pmatrix} y \\ \varphi \end{pmatrix}$$

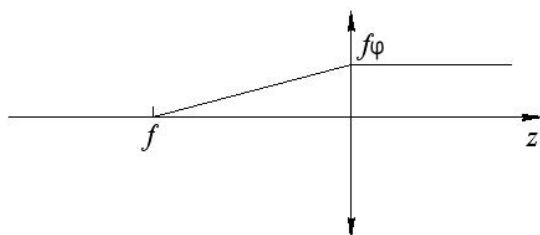
Следовательно каждый оптический прибор можно описать некоторой матрицей.

Оптический промежуток: $\begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

Тонкая линза: $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$



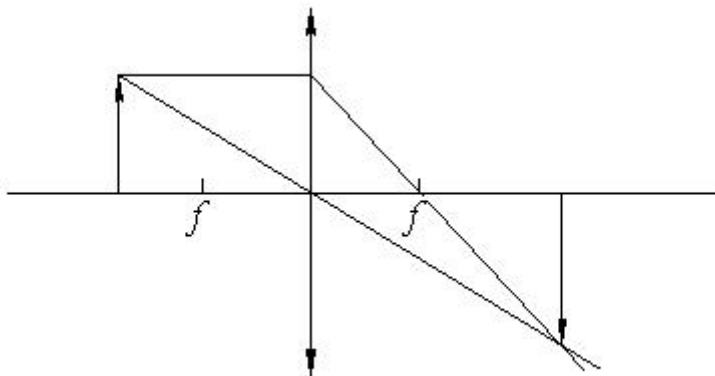
$$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y + L\varphi \\ \varphi \end{pmatrix}$$



$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & f \\ -\frac{1}{f} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f\varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

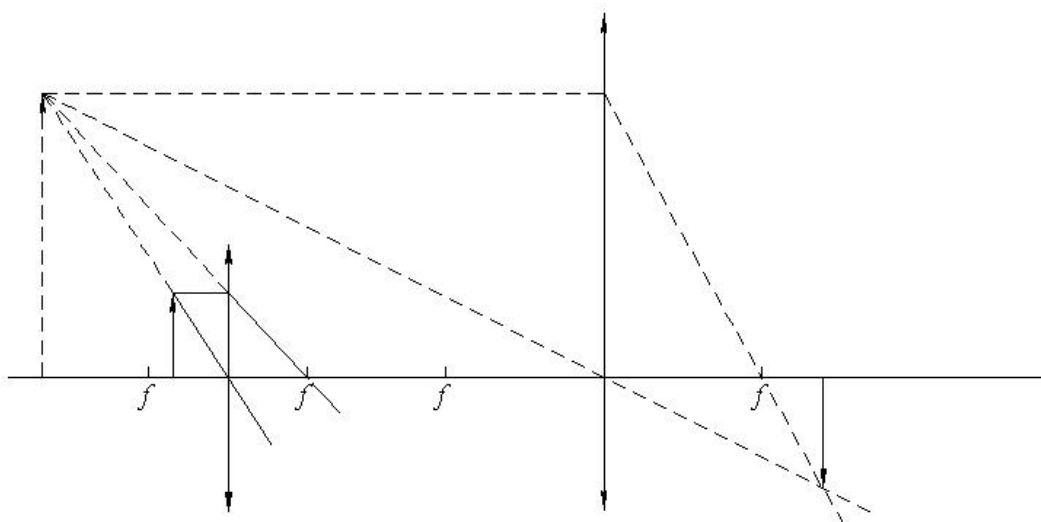
Преобразование пучков в оптических системах

Требуется сформировать изображение либо на каком-то экране либо на сетчатке глаза.



Действительное изображение (на экране). Глаз не видит действительного изображения.

Глаз видит мнимое изображение:



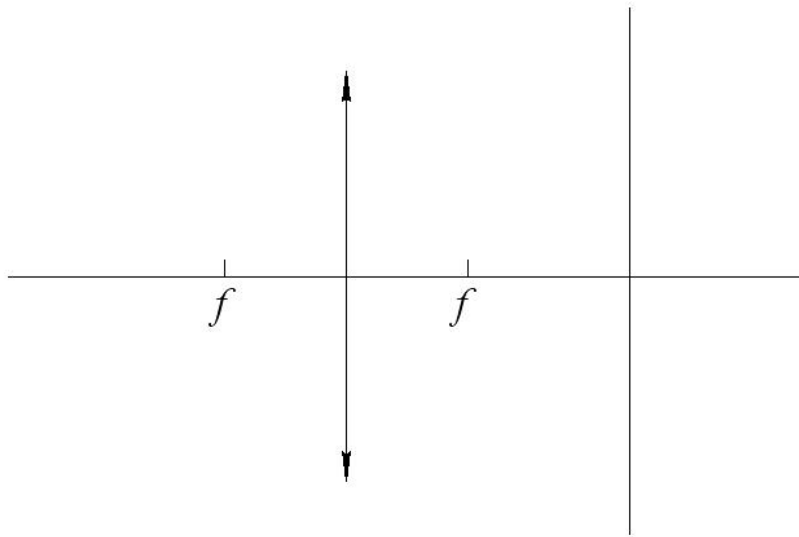
Каждая точка формирует расходящийся пучок.

Фокусное расстояние глаза выбирается таким образом, чтобы мнимое изображение предмета давало действительное изображение на сетчатке глаза.

Оптические приборы

1. Модель глаза

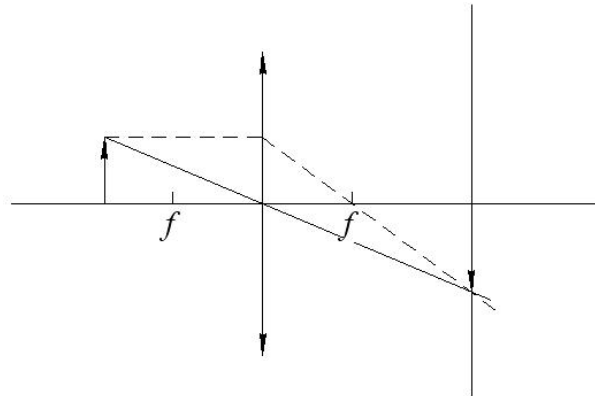
Модель состоит из собирающей линзы и экрана:



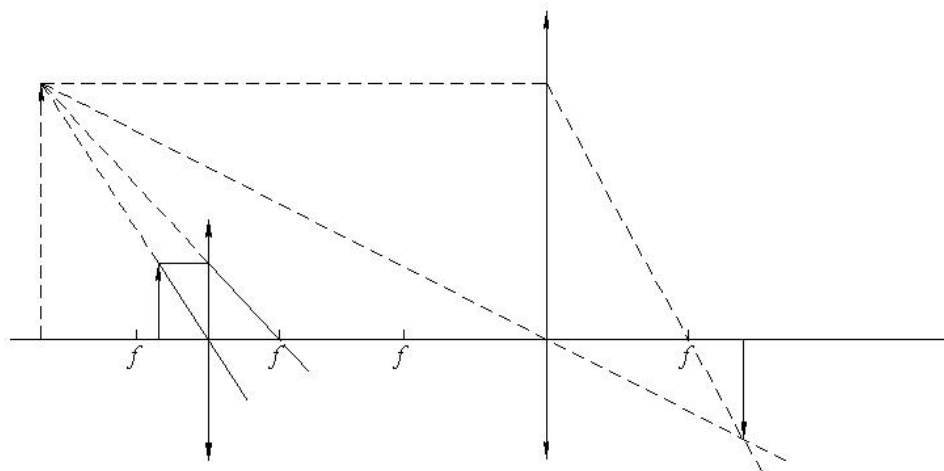
Задача – получение действительного изображения предмета на сетчатке глаза (экране).

Процесс построения изображения.

2. Увеличительное стекло:

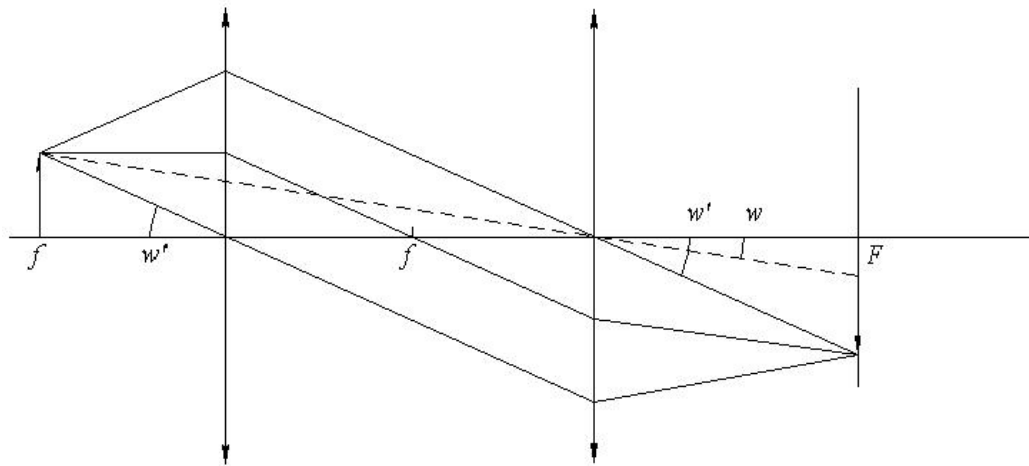


Задача увеличительного стекла – получить увеличенное изображение предмета на сетчатке.



Рассмотрим частный случай – предмет находится в передней фокальной плоскости линзы.

Так как предмет находится в передней фокальной плоскости линзы, то любой пучок лучей после линзы становится параллельным.



Мнимое изображение находится на ∞ и имеет бесконечно большие размеры.

Все лучи соберутся, если глаз максимально расслаблен, сетчатка находится в задней фокальной плоскости (наоборот, фокальная плоскость на сетчатке).

Видимое увеличение:
$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} w'}{\operatorname{tg} w}$$

w - угол, под которым виден предмет.

Пусть высота предмета - y , а расстояние до глаза - 250 мм (расстояние лучшего видения).

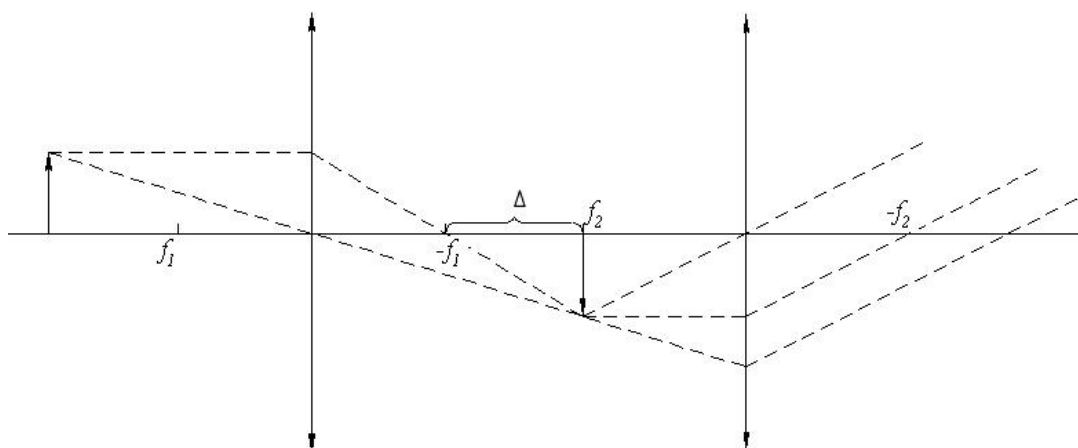
При этом: $\operatorname{tg} w = \frac{y}{250}$; $\operatorname{tg} w' = \frac{y}{f}$

Увеличение в таком случае равно:
$$\Gamma = \frac{250}{f}$$

(пятикратное увеличение: $\Gamma=5 \Rightarrow f = 250\text{мм}$)

3. Микроскоп

В простейшем случае – две собирающие линзы



Первая линза (объектив) – короткофокусная (~10мм) она строит увеличенное действительное изображение предмета.

Вторая линза (окуляр) располагается так, чтобы переднее фокусное расстояние совпадало с действительным изображением предмета. Тогда окуляр преобразует все лучи в параллельные.

Если справа поставить глаз, то получится картина, аналогичная предыдущей.

Коэффициент увеличения в таком случае будет равен: $\Gamma = \frac{250 \Delta}{f_1 - f_2}$,

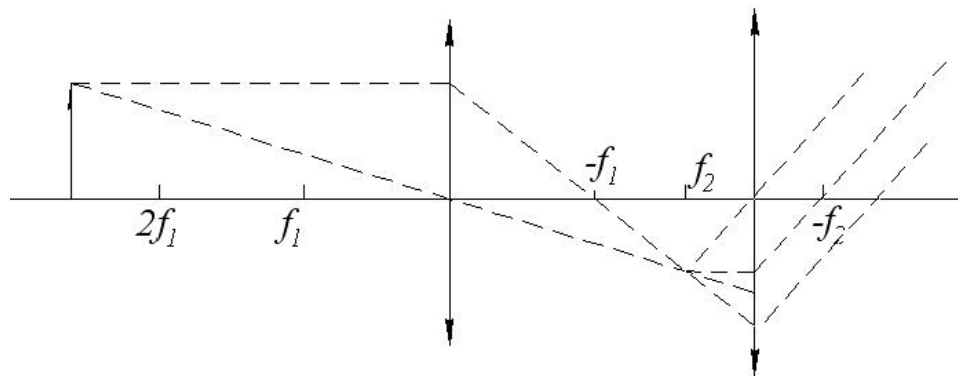
где Δ - расстояние между фокусами.

Если сместить окуляр вправо можно получить действительное изображение на экране.

Если бы мы хотели увидеть предмет на расстоянии наилучшего видения, то мы должны были бы сместить окуляр влево (близорукий бы всегда смещал окуляр влево)

4. Подзорная труба

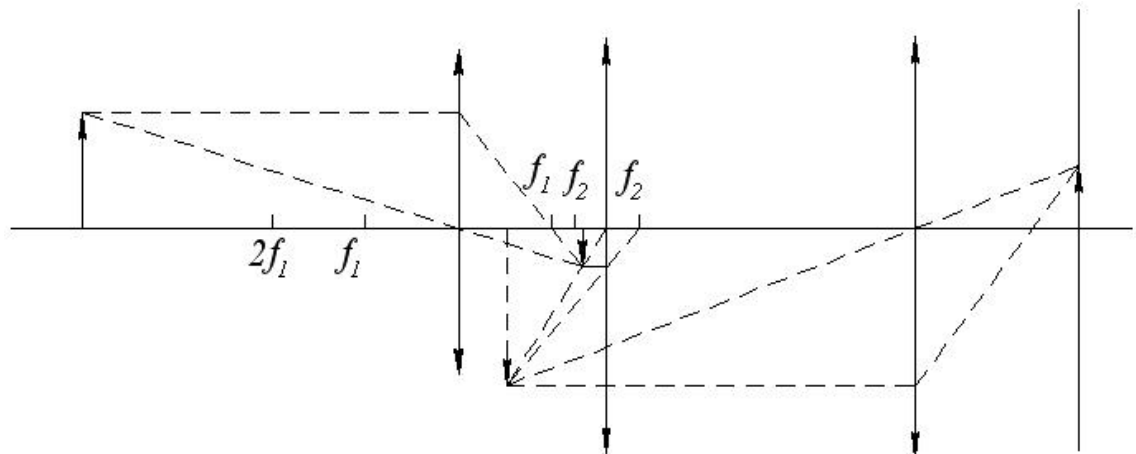
Бывают двух видов: на системе Кеплера и по система Галилея (театральный бинокль).



Фокусное расстояние объектива больше фокусного расстояния окуляра в несколько раз.

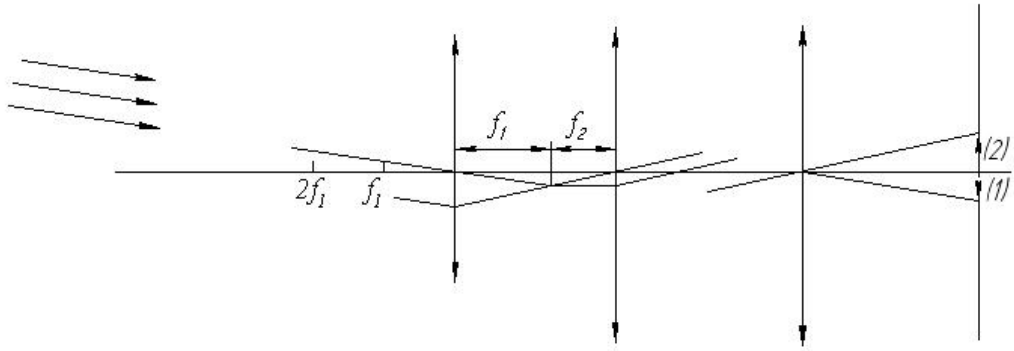
Коэффициент увеличения: $\Gamma = \frac{f_1}{f_2} \left(\frac{f_{об}}{f_{ок}} \right)$

На расстоянии наилучшего видения:



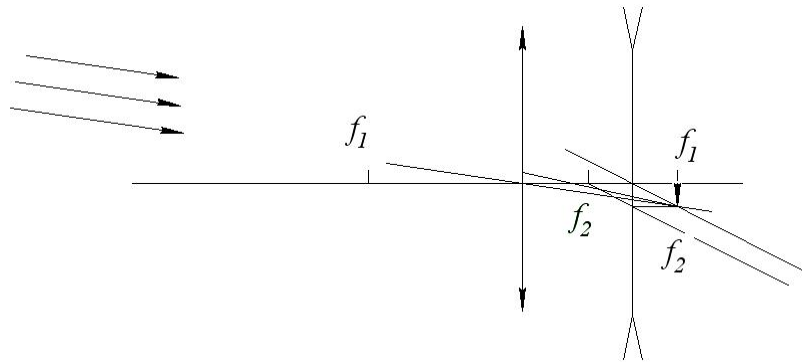
5. Телескоп

Объект находится на бесконечности. На объектив падает параллельный пучок с малым углом ($\sim 1''$)



Получение изображения Луны на экране. Нужно окуляр сместить вправо.

$$\Gamma = \frac{f_{об}}{f_{ок}}$$



Получаются параллельные лучи.

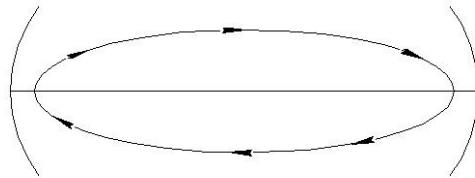
Расчет параметров лазерного пучка

В лазере устанавливаются волны, которые удовлетворяют условию самосогласованности, то есть волна, совершившая циклический обход в резонаторе воспроизводит амплитудно-фазовые и поляризационные характеристики с точностью до комплексного множителя, характеризующего потери и частоту.

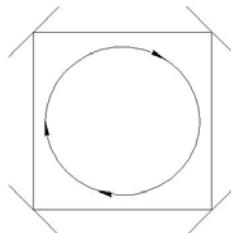
Такие волны называются собственными волнами резонатора.

Условие самосогласованности выполняется для любого сечения резонатора.

Циклический обход:



Для кольцевого резонатора:

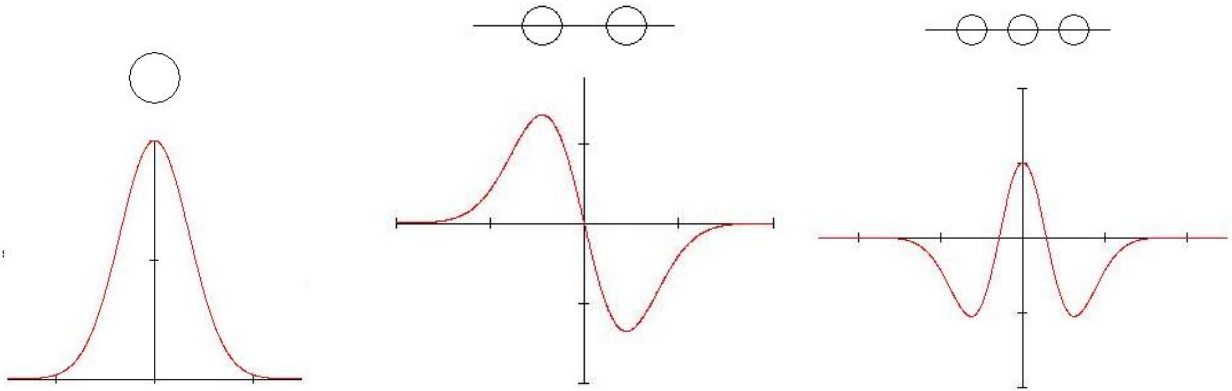


Волна, характеризующаяся определенным набором параметров, называется модой резонатора.

Существует понятие собственной моды резонатора (их бесконечное множество).

Для устойчивого резонатора с прямоугольной симметрией модами являются моды Эрмита-Гаусса.

Моды обозначаются: TEM $m n$



Полином Эрмита-Гаусса:

$$H_{\min} \exp \left[- \left(\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \right]$$

$$H_0 = 1; H_1 = 2\xi; H_2 = 4\xi^2 - 2$$

$$\xi_x = \sqrt{2} \frac{x}{w}; \quad \xi_y = \sqrt{2} \frac{y}{w}$$

Данные моды называются поперечным, так как поперечное распределение интенсивности у них разное.

В резонаторах с круговой симметрией собственными модами являются моды Лагерра-Гаусса, которые имеют радиальную симметрию.

Существуют одномодовые и многомодовые режимы лазеров.

В одномодовых лазерах генерация одной основной моды нулевого порядка используется, когда нужна малая расходимость пучка или минимальный размер перетяжки.

В многомодовом режиме присутствует полный набор мод. При этом распределение интенсивности не является Гауссовым, а пучок оказывается более широким. Данный режим используется, когда требуется большая мощность (снижается качество пучка).

Одномодовый режим реализуется путем введения в резонатор диафрагмы.

Моды более высокого порядка занимают больший объем пространства, следовательно диафрагма приводит к большим потерям для них.

При малом усилении условие генерации для мод высокого порядка не выполняется.

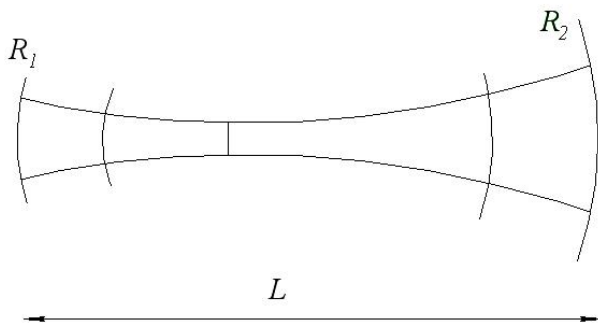
$$r_0 \approx 2w \div 2,5w$$

Любая мода Эрмита-Гаусса характеризуется двумя параметрами: поперечный радиус пучка w и радиус кривизны волнового фронта R . Или параметрами β и ρ .

$$\beta = \frac{2}{k w^2}; \quad \rho = \frac{1}{R} \quad \text{или} \quad R_0 = \frac{2}{\beta} \quad (k = \frac{2\pi}{\lambda}).$$

Расчет параметров Гауссова пучка в резонаторе
Метод конфокального резонатора

(Перетяжка смещена)



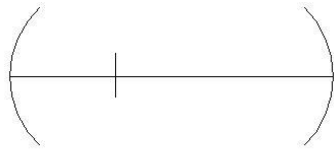
Подбирается резонатор у которого Гауссов пучок такой же.

Так как конфокальный допускает аналитическое решение, то рассчитав для него гауссов пучок мы определяем его и для первоначального резонатора.

$$R_1, R_2, L \rightarrow R_k, L_k \rightarrow w, z_0$$

Метод лучевых матриц

Используется для произвольного числа зеркал.



Каждый оптический элемент описывается лучевой матрицей.

$$\begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix}, \text{ здесь } \Phi = \frac{1}{f} = \frac{2}{R}$$

Пример: одно зеркало резонатора плоское ($R_2 = \infty$)

$$L = f = \frac{R_1}{2} = \frac{R}{2}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ -\Phi & 1-L\Phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-L\Phi & 2L-L^2\Phi \\ -\Phi & 1-L\Phi \end{pmatrix}$$

Если A и D равны, то в данном сечении находится перетяжка.

Кривизна пучка рассчитывается как $\rho = \frac{D-A}{2B}$. В перетяжке $\rho = 0$

Инвариант резонатора: $I = \frac{A+D}{2}$. $I = const$ во всех сечениях.

Если резонатор установившийся, то $-1 < I < 1$.

$$\beta = \frac{\sqrt{1+I^2}}{|B|} \Rightarrow w = \sqrt{\frac{2}{k\beta}}$$

Пример: $I = 1 - L\Phi$

$$\rho = 0, \quad \beta = \frac{\sqrt{1-(1-L\Phi)^2}}{2L-L^2\Phi}$$

Рассмотрим преобразование пучка оптической системы

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

Параметры ρ, β ; ρ', β' - параметры на выходе.

$$\rho' = \frac{(C + D\rho)(A + B\rho) + BD\beta^2}{(A + B\rho)^2 + (B\beta)^2}$$

$$\beta' = \frac{\beta}{(A + B\rho)^2 + (B\beta)^2}$$

Частные случаи:

1. $\begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \rho = 0$

$$\rho' = \frac{z\beta^2}{1 + (z\beta)^2}; \quad \beta' = \frac{\beta}{1 + (z\beta)^2} \Leftrightarrow w = w_0 \sqrt{1 + (\beta_0 z)^2}$$

2. $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$ (одна линза)

На выходе на некотором расстоянии от линзы имеем:

$$\begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - z\Phi & z \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix}$$

$$\rho' = \frac{(\rho - \Phi)(1 - z\Phi + z\rho) + z\beta^2}{[(1 - z\Phi) + z\rho]^2 + (z\beta)^2}$$

$\rho' = 0$ - перетяжка

$$\rho - \Phi - z\rho\Phi + z\Phi^2 + z\rho^2 - z\rho\Phi + z\beta^2 = z\rho^2 + (1 - 2z\Phi)\rho + z\Phi^2 - \Phi + 2\beta^2 = 0$$

$$\rho' = \rho - \Phi, \quad \rho' = 0 \Rightarrow \rho = \Phi$$

$$z = 0 \rightarrow \beta' = \beta; \quad w' = w$$

3. Перетяжка находится в передней фокальной плоскости линзы.

Рассмотрим что будет в задней фокальной плоскости.

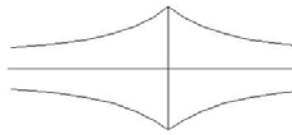
$$\rho = 0; \quad w_0; \quad \beta_0$$

$$\rho'; \quad w'; \quad \beta'$$

$$\begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & f \\ -\Phi & 0 \end{pmatrix}$$

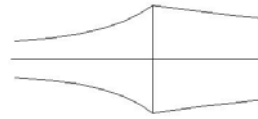
Перетяжка преобразованного пучка будет находиться в задней фокальной плоскости.

$$\beta'_0 = \frac{\beta_0}{f^2 \beta_0^2} = \frac{1}{f^2 \beta_0} \Rightarrow w' = \sqrt{\frac{2}{k\beta'_0}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} f^2 \beta_0} = f \sqrt{\frac{\lambda \lambda}{\pi \pi} \frac{1}{w_0^2}} = \frac{f\lambda}{\pi w_0} = \frac{2f}{k w_0}$$



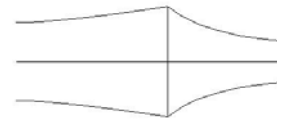
$$w_0' = w_0 \rightarrow w_0^2 = \frac{f\lambda}{\pi}$$

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}$$



$$\frac{f\lambda}{\pi} > w_0^2$$

$$\theta' = \frac{2\lambda}{\pi w_0'}$$



$$\frac{f\lambda}{\pi} < w_0^2$$

$$\frac{\theta}{\theta'} = \frac{w_0'}{w_0} = \frac{f\lambda}{\pi w_0^2}$$

Основные характеристики лазеров лазерного излучения

1. Расходимость лазерного пучка.

Указывается в паспорте лазера, определяется плоским углом θ между двумя границами пучка в дальней зоне (угловые минуты или миллирадианы)

$$1 \text{ мрад} = 10^{-3} \text{ рад}; 1' = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$$

Стандартная расходимость – до $10'$

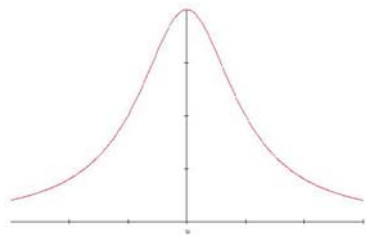
Плоскому углу соответствует телесный угол: $\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\theta}{2}\right)$

Так как угол θ мал, то $\cos \frac{\theta}{2} = 1 - \frac{(\theta/2)^2}{2}$, следовательно $\Omega = \frac{\pi\theta^2}{4}$

2. Энергетические характеристики

▪ Мощность – количество энергии, которое излучается лазером в единицу времени: P (Ф) – [Вт]. Значения мощности могут достигать десятков кВт.

▪ Интенсивность: $I = \frac{\Phi}{S}$ (мощность излучения к площади пучка)



$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2}\right] dx dy = \frac{\pi}{2} w_x w_y I_0$$

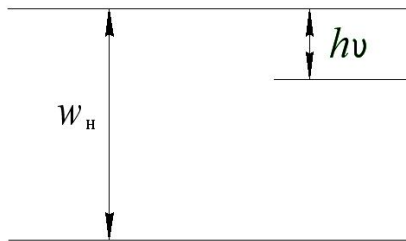
$$I_0 = \frac{\Phi}{\pi/2 w_x w_y}$$

▪ Сила излучения

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}$$

▪ КПД

$$\eta = \eta_n \frac{h\nu}{w_n}$$



η_n - эффективность накачки
 $h\nu$ - фотон, который излучает атом
 (характеристика излучения)
 w_n - энергия накачки
 Чем выше рабочие уровни, тем меньше

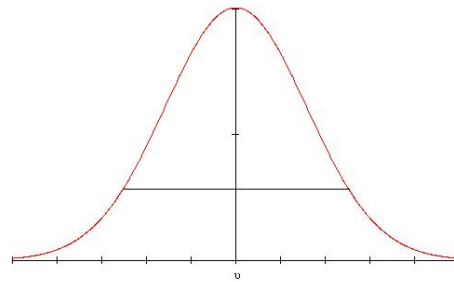
квантовый выход и меньше КПД.

3. Частотные характеристики (спектральные характеристики)

Определяются:

- Спектральной характеристикой активной среды (контуром усиления)

Диапазон



$$\nu_0 = \frac{W_1 - W_2}{h}$$

частот может достигать 1000 МГц.

Пример:

$$\Delta\lambda \approx \lambda \frac{\Delta\nu}{\nu} = 0,5 \frac{10^9}{10^{15}} = 0,5 \times 10^{-6}$$

(для длины волны уширение незаметно).

Этот диапазон (1000 МГц) можно еще уменьшить.

- Резонатором: волна должна, пройдя циклический обход, воспроизвести излучение с точностью фазы, кратной 2π .

$$\Delta\varphi = 2\pi q$$

$$\text{Набег среды: } \frac{2\pi t_0}{T} = \Delta\varphi$$

t_0 - время обхода резонатора волной

T - период колебаний

$$\text{Или } \Delta\varphi = \frac{2\pi L_0}{\lambda}$$

L_0 - оптическая длина резонатора

$$L_0 = \sum l_i n_i$$

Основное условие: $L_0 = \lambda q$

На оптической длине резонатора должно укладываться целое число длин волн.

$$\omega t_0 = 2\pi q$$

$$2\pi\nu t_0 = 2\pi q$$

$$\nu \frac{L_0}{c} = q$$

$$\text{Следовательно } \nu = \frac{c}{L_0} q$$

Следует помнить, что L_0 не просто обход резонатора, а **циклический** обход

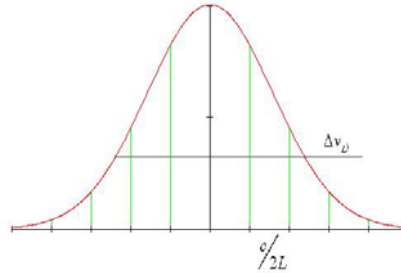
Линейные резонаторы: $\nu = \frac{c}{2L}q$

Кольцевые резонаторы: $\nu = \frac{c}{L}q$

Резонатор может усиливать только частоты, удовлетворяющие этому условию.

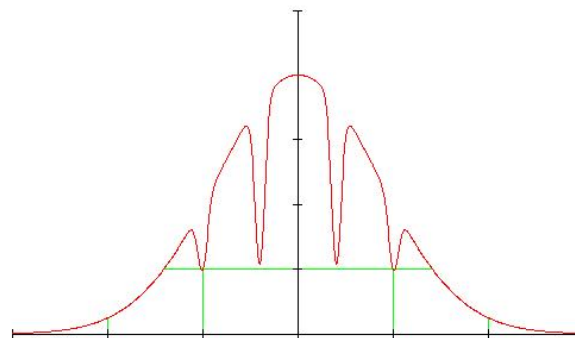
Волны с различным параметром q называются продольными модами резонатора.

Не все продольные моды усиливаются, а только те, которые попадают в контур усиления.



$N = \frac{\Delta\nu_D}{c/2L}$ - количество мод, излучаемых лазером.

Усиливаться будут только те моды, которые выполняют условие генерации $k_0\beta > 1 \Rightarrow G_0 > A$



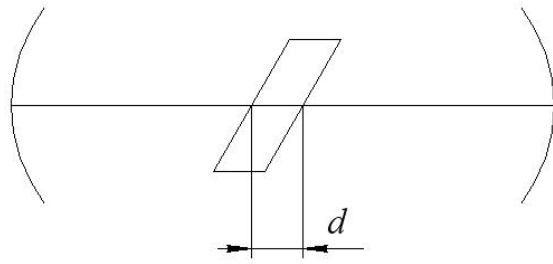
A – уровень потерь

Коэффициент превышения: $X = \frac{G_0}{A}$

Напротив каждой продольной моды на контуре усилителя образуется провал в случае, если контур является доплеровским, а так же провал, симметричный относительно центра контура, так как волна проходит активную среду в противоположных направлениях и взаимодействует с различными группами частиц активной среды.

Изменяя длину резонатора, мы можем изменять частоту в пределах контура усиления. При этом цвет излучения не меняется.

Существует понятие «одночастотный режим» - генерация происходит на одной продольной моде (Уменьшение длины резонатора; работа на малом превышении; ввод пластины в резонатор)



При этом оптическая длина резонатора: $L_0 = L + d(n-1)$

Увеличение циклического обхода резонатора приводит к дополнительному набегу фазы равному $\Delta\varphi$. При этом смещение частоты резонатора составляет $\Delta\nu = \frac{c\Delta\varphi}{2\pi L_0}$.

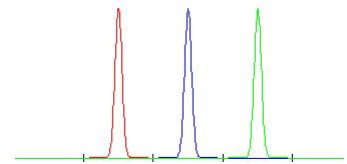
Монохроматичность лазерного излучения

$\delta\nu$ - уширение, определяется потерями.

$$\delta\nu \leq \Delta\nu_n$$

Еще определяется стабильностью параметров лазера.

Монохроматичность еще определяется мощностью генерации: чем выше мощность, тем уже линии (больше монохроматичность). Так же монохроматичность излучения зависит от режима работы лазера (в импульсном режиме $\delta\nu$ намного больше)



Пример: $l_{\text{кор}} = \frac{c}{\delta\nu} = \frac{3 \times 10^8}{10^3} = 3 \times 10^5 \text{ м}$

4. Поляризационные характеристики

Все оптические лазеры обладают анизотропией (зеркала, призмы, плоско-параллельные пластины, активная среда изменяют состояние поляризации света).

Все эти предметы делятся на два типа:

- Функциональные (формирующие заданное состояние поляризации): отражатели, окна Брюстера;
- Паразитные (искажают поляризацию) – определяется погрешностями изготовления и сборки приборов.

Пример: наведенная анизотропия обусловленная механическими повреждениями, анизотропия активной среды если на нее действует магнитное поле, плоская деформация осевого контура резонатора (кольцевого) если число зеркал >3 .

Следовательно появляется искажение состояния поляризации, дополнительные потери, сдвиг частоты.

Лазерный пучок, состояние поляризации которого восстанавливается при циклическом обходе резонатора, называется собственным.

Матричное уравнение: $\Lambda \vec{D} = \hat{M} \vec{D}$

\vec{D} - вектор Джонса

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad \hat{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \quad \Lambda = \begin{pmatrix} \Lambda & 0 \\ 0 & \Lambda \end{pmatrix}$$

\hat{M} - циклическая матрица Джонса (произведение матриц всех элементов в резонаторе)

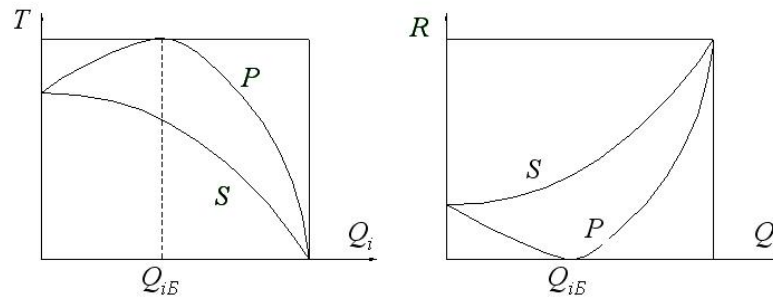
Λ - собственное значение \hat{M}

При расчете поляризационных характеристик необходимо записать матрицу Джонса для каждого элемента.

Элементы делятся на 3 вида:

▪ Элементы с линейной амплитудной анизотропией: $\begin{pmatrix} T_1 & 0 \\ 0 & T_2 \end{pmatrix}$, $T_1, T_2 \in \mathbb{R}$

T_1, T_2 характеризуют пропускание (пример: поляризатор $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$).



При угле Брюстера (Q_{iB}) потери на поглощение минимальны.

В лазере пластины часто располагают под углом Брюстера (окна Брюстера)

Всегда существует два решения матричного уравнения Джонсона, одно из которых обладает меньшими потерями.

Все отражатели обладают линейно-амплитудной анизотропией:

▪ Элементы с линейно-фазовой анизотропией:

$$\begin{pmatrix} \exp\left(-i\frac{\delta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(i\frac{\delta}{2}\right) \end{pmatrix}$$

Создают сдвиг фаз.

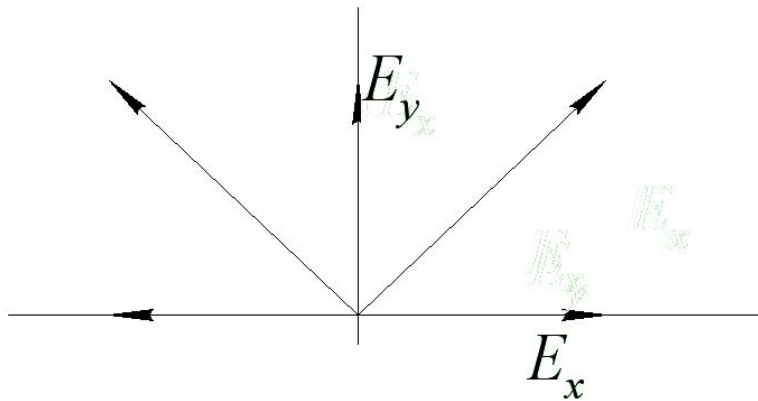
$$\vec{D} = \begin{pmatrix} |E_x| e^{i\varphi_x} \\ |E_y| e^{i\varphi_y} \end{pmatrix}$$

Особое значение имеют элементы, если $\delta = \frac{\pi}{2}$. Они называются четвертьволновыми,

так как $\Delta z = \frac{\lambda}{4}$.

Если \vec{E} располагается под углом 45° к плоскостям пластины, то свет становится поляризованным по кругу.

Существуют еще полуволновые пластины: $\delta = \pi$; $\Delta z = \frac{\lambda}{2}$



Плоскость колебаний поворачивается на 90° после прохождения пластины.

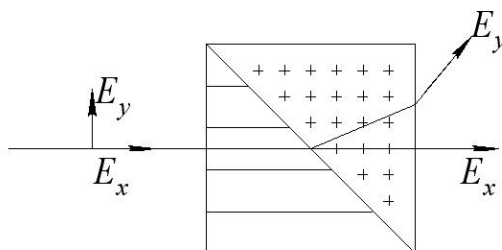
Принцип линейно-фазовой анизотропии в кристаллических свойствах материала.

В кристаллах существует 1 или 2 направления распространения света, для которых свойства кристаллической решетки не зависят от падающей волны (одно- или двуосные кристаллы).

В одноосных кристаллах существует понятие главной плоскости, которая образуется оптической осью и направлением распространения волны. Свет, у которого \vec{E} перпендикулярен главной плоскости называется обыкновенным, а луч, у которого \vec{E} лежит в главной плоскости называется необыкновенным. Показатели преломления этих двух лучей оказываются различными.

Показатель преломления необыкновенного луча зависит от угла между оптической осью и направлением распространения. Следовательно в общем случае падения на кристалл в нем распространяются две волны (двулучепреломление).

Призма Николя:



$n_x \neq n_y$, следовательно на выходе 2 луча.

▪ Элементы с круговой фазовой анизотропией

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$$

α - угол, на который поворачивается плоскость колебания вектора \vec{E} при прохождении элемента

▪ Элементы, обладающие естественной оптической активностью (раствор сахара, кварц)

▪ Магнитно-оптические среды: $\varphi = V H l$

Режимы работы лазеров

Непрерывный и импульсный.

Некоторые лазерные среды могут переводиться в активное состояние только в импульсном режиме.

Существует три вида импульсных режимов:

- Режим свободной генерации (импульс накачки порождает импульс излучения).

Использовался в первом рубиновом лазере

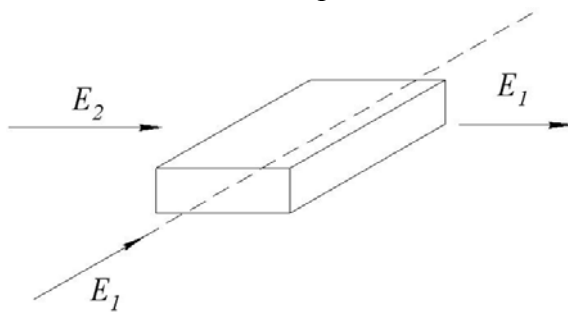
- Режим модулированной добротности, которая бывает активной и пассивной

Внутри резонатора вставляется оптический затвор, который не позволяет развиваться импульсу излучения. Инверсная населенность нарастает. После открытия затвора происходит короткий импульс $10^{-6}..10^{-12}$ с.

Оптические затворы

Для модуляции добротности используются кристаллы АДР и КДР (в них сильно проявляется эффект Поккельса – при наложении внешнего электрического поля изменяются свойства кристалла, то есть изотропное вещество преобразуется в анизотропное)

Существует понятие электрической постоянной – характеристика отклика на воздействие внешнего электрического поля.



Продольный и поперечный эффект Поккельса

Полуволновое направление – направление, при котором кристалл приобретает свойства полупроводниковой пластины ($U_{\lambda/2}$)

В кристаллах АДР и КДР рост электрической оптической постоянной приводит к снижению $U_{\lambda/2}$, всего на 2-4 кВ.

Ячейка Поккельса – устройство для поворота вектора \vec{E} на 90° . При наличии внутри резонатора поляризаторов данная схема обеспечивает управление потерями в системе.

При включении ячейки Поккельса (при подаче на нее напряжения) вектор \vec{E} поворачивается и не проходит через систему поляризатора. Процесс обладает малой инерционностью.

Использование ячеек Поккельса позволяет управлять развитием генерации в импульсе после импульсной накачки и создавать импульсы длительностью до 10^{-12} с большой мощности.

Пассивная модуляция добротности достигается внесением внутрь резонатора кюветы с раствором некоторых органических веществ – фталоцианины.

При развитии генерации растворы поглощают свет, при этом происходит переход атомов на верхний уровень (двухуровневая система)

Когда на верхнем и нижнем уровнях число атомов сравнивается, это раствор становится прозрачным для излучения (фотоны проходят без поглощения)

Газоразрядные лазеры

В газоразрядных лазерах используются тлеющий либо дуговой разряды.

Тлеющий разряд характеризуется малым током (мА).

Газовые лазеры делятся на:

- Атомарные ($He - Ne$, на парах металлов, например меди)
- Ионные (аргоновые, $He - Cd$, криптоновые)
- Молекулярные (лазеры на CO_2 с добавками азота и гелия)

Газовые лазеры от синей области спектра (аргоновые – 0,4 мкм) до дальней ИК области (CO_2 - 10,6 мкм)

КПД газовых лазеров лежит в пределах от 0,1 до 30%, мощность – от единиц мВт, до десятков кВт.

Высокая однородность, монохроматичность, малая расходимость из-за хорошей прозрачности для излучения.

Квантовый выход $\left(\frac{E_{\text{фотона}}}{E_{\text{накачки}}} \right)$ сильно различается для молекулярных и атомарных

лазеров, следовательно различаются КПД, мощность излучения и длина волны таких лазеров.

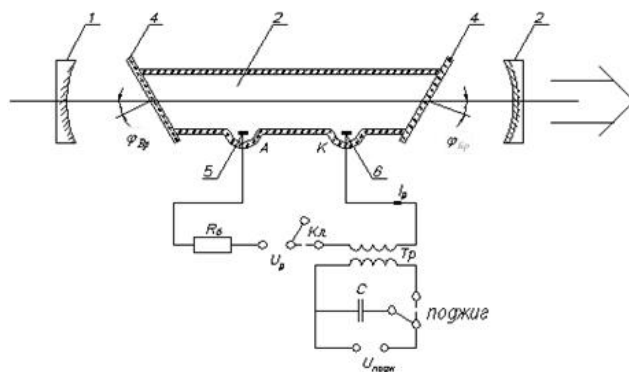
$$\eta = \frac{h\nu}{w_n}$$

Кроме уровней энергии, связанных с переходом электрона между орбитами, существуют такие уровни энергии, связанных с колебаниями молекул.

Квантовые уровни колебания составляют всего несколько эВ.

Чем меньше расстояние между рабочими уровнями, тем больше длина волны излучения света.

Гелий-неоновый лазер



Газовый лазер с внешними зеркалами.

Существует кювета с внутренними зеркалами.

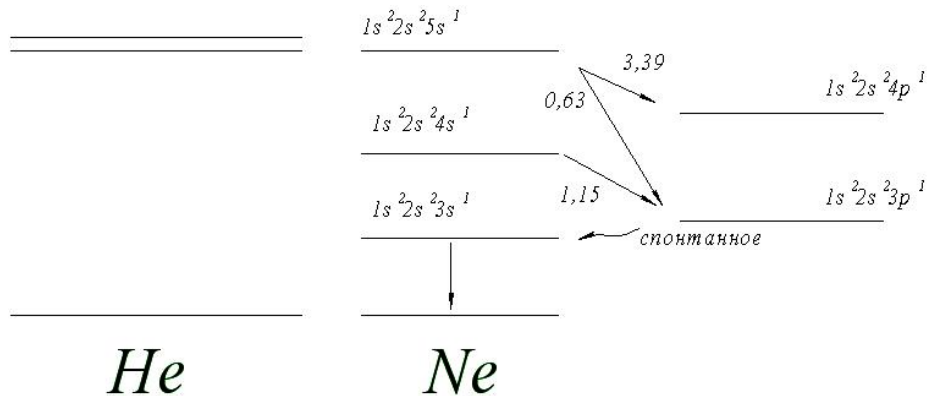
Излучение лазера неполяризованное (случайная поляризация)

В качестве зеркал используются интерференционные зеркала.

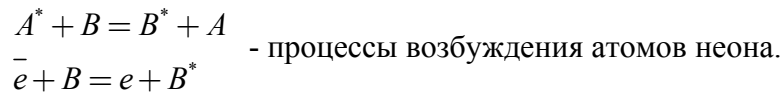
Отраженные лучи усиливают друг от друга, а прошедшие – гасят.

Интерференционные зеркала проектируются для определенной длины волны и определенного угла падения. Чем меньше неоднородностей, тем выше лучевая прочность ($ГВт/см^2$)

Схема энергетических уровней



Гелий используется для увеличения инверсной населенности неона (буферный газ). Инверсная населенность создается между уровнями s и p . Между возбужденными атомами гелия и невозбужденными атомами неона происходит неупругое столкновение, сопровождаемое передачей энергии.



Для гелий-неоновых лазеров необходима высокая электронная температура

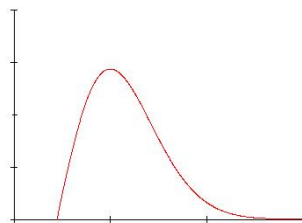
$$\frac{3}{2} k T_e = \frac{m_e \langle V \rangle^2}{2}$$

Так как уровни неона располагаются высоко, то только очень быстрые электроны участвуют в возбуждении.

Селекция переходов осуществляется в основном за счет интерференционных зеркал, которые создаются для длины волны $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, то есть пропускаются 3,39 и 1,15, которые выгоднее.

Очень важно выдержать точность по трем параметрам: давление P , диаметр трубки D , ток i .

Длина
Диаметр
Давление
Ток:



трубки: 1 м (100 мм);
трубки: 8-10 мм;
 $P \sim 2 - 3 \text{ Торр (мм.рт.ст.)}$;
 $i \sim 10 \text{ мА}$.

При таком диаметре слишком малый объем активной среды. Проявляются дифракционные потери. При повышении диаметра трубки ухудшается процесс рассеяния нижнего энергетического уровня, снижается плотность тока.

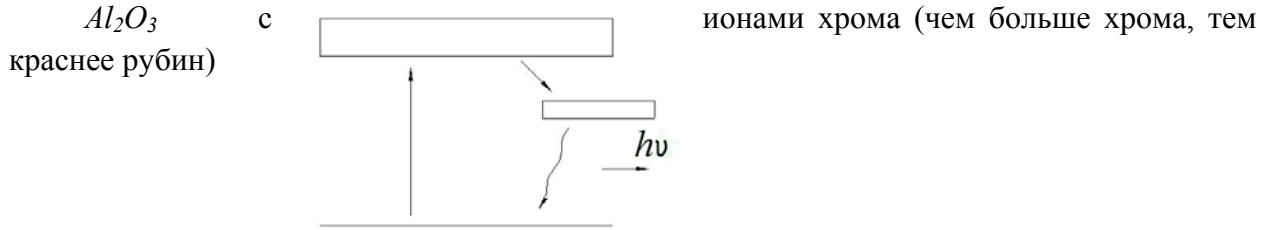
Если повышать давление, то возрастает концентрация атомов, но если давление слишком большое, то снижается электронная температура.

При повышении тока растет инверсная населенность (так как растет электронная температура). Но при значительном повышении тока начинается заселение нижних энергетических уровней.

Твердотельные лазеры

1. Рубиновый лазер (1й лазер – 1961г.)

Работает по классической трехуровневой схеме.



Одним из вариантов резонатора может быть эллиптическое зеркало с источником излучения в одном из фокусов. В таком случае все лучи будут собираться во втором фокусе эллипса.

В рубиновом лазере поглощается зеленый свет и излучается красный.

КПД рубинового лазера составляет примерно 1%.

В лазере используется стержень диаметром ~ 10 мм и длиной ~ 60 см.

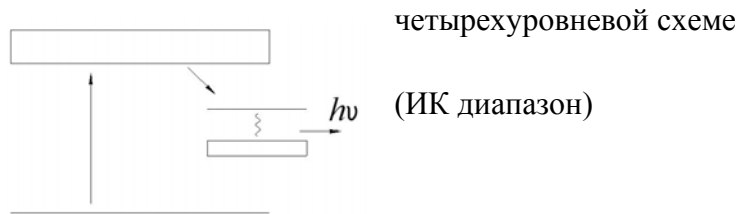
Энергия импульса составляет примерно 1-2 Дж.

2. Стекло с неодимом

Излучение по

КПД до 5%

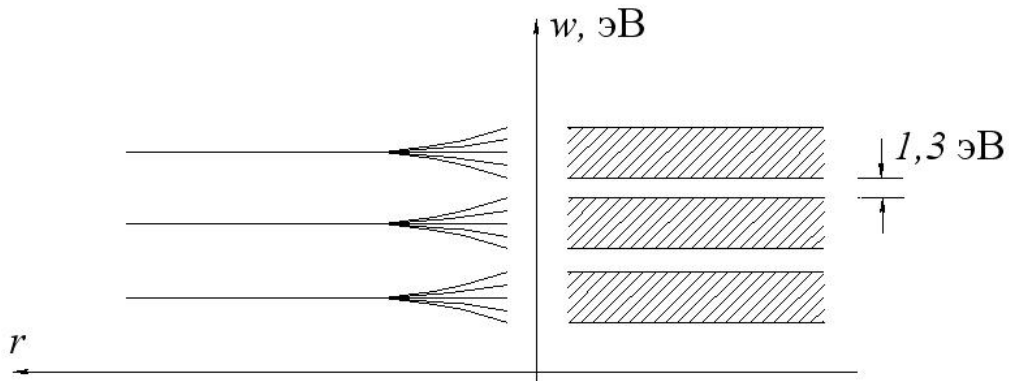
λ до 1060 нм

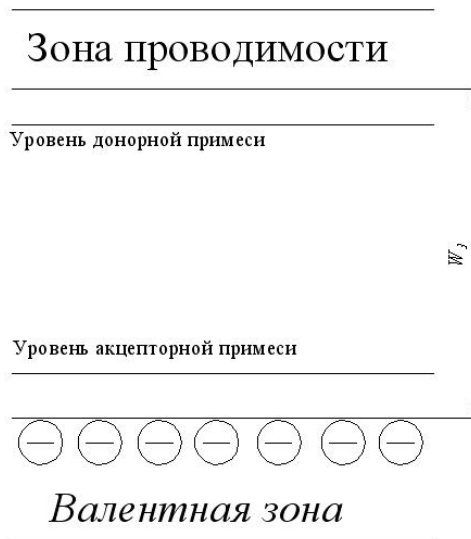


3. Иттрий-алюминиевый гранат с неодимом (ИАГ + Nd^{3+})

$\lambda=1064$ нм. Работает по четырехуровневой схеме (лучше предыдущего)

Полупроводниковые лазеры





$h\nu < W_3$ - полупроводник прозрачен для света (красный спектр)

$h\nu = W_3$ - внутренний фотоэффект

$h\nu > W_3$ - электроны переходят в зону проводимости.

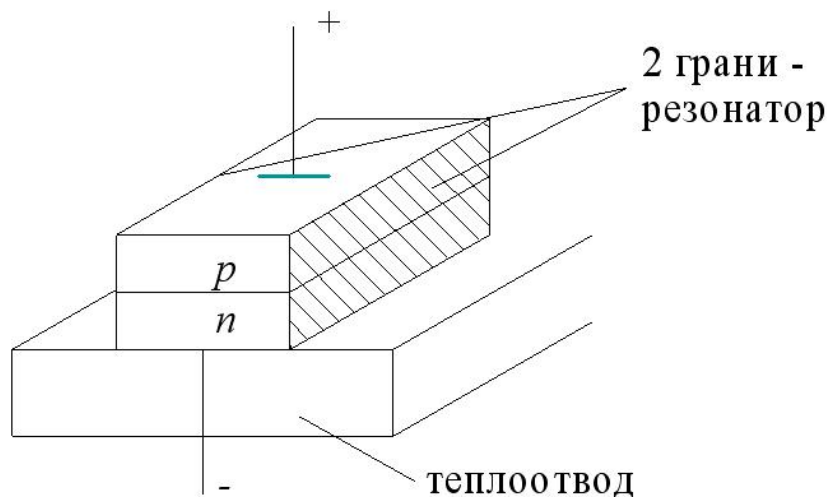
Так же в полупроводниках могут присутствовать донорные и акцепторные примеси.

Условие создания инверсной населенности:

$$W_3 < h\nu < W_{FP} - W_{FP}$$

При соединении полупроводников различной проводимости уровни ферми совпадают.

Если подать напряжение в прямом направлении, то уровни Ферми раздвигаются и создается инверсная населенность.



Подается импульсное напряжение.

Условие генерации: $k_0\beta > 1$

От граней отражается 30%, этого хватает для генерации.

Недостатком такой системы является необходимость ее охлаждения.

Гетеролазеры

ДГС – двойная гетероструктура.

Гетеропереход состоит на атомном уровне из двух различных по химическому составу полупроводников, объединенных в одну кристаллическую решетку.

Обычно применяются материалы: *Al, Ga, As, In, Ge*

Показатели усиления – до 10^3 1/см.

КПД около 80%

Применение гетероструктур приводит к снижению порогового тока.

В обычных лазерах при комнатной температуре полупроводник разрушался от порогового тока. В гетеро структурах эта проблема решена.

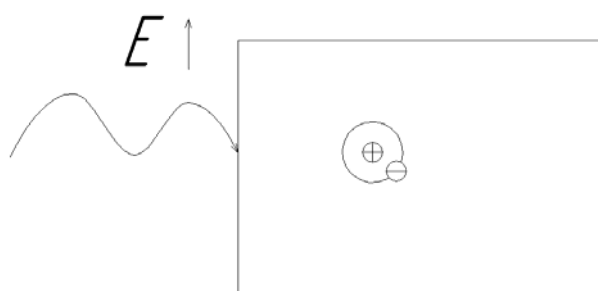
Чем меньше длина волны, тем меньше размер пятна, следовательно происходит переход от красных лазеров к синим.

Лазеры на основе *GaAs* (арсенид галлия) излучают в видимом диапазоне.

Нелинейная оптика. Генерация вторых гармоник

Оптика, в которой свойства света на зависят от интенсивности называется линейной.

Критерий возникновения нелинейных эффектов – наличие мощного внешнего электрического поля.



$$E = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \text{ и внутри атома}$$

собственное поле $E = 10^9 \frac{\text{В}}{\text{см}}$, что

соответствует интенсивности

$$I = 10^{10} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}.$$

Если внешнее поле $E' \sim E$, то возникает нелинейность:

- Генерация оптических гармоник;
- Вынужденное рассеяние;
- Самофокусирование;
- Многоатомное поглощение;
- Вынужденное затемнение.

Атом можно охарактеризовать дипольным моментом $\vec{p} = e\vec{r}$.

Вектор поляризации диэлектрика в классической оптике $\vec{P} = \alpha\epsilon_0\vec{E}$ - суммарный дипольный момент единицы объема вещества.

В нелинейной оптике:

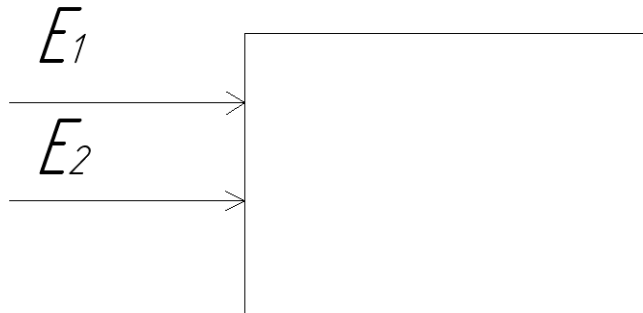
$$\vec{P} = \epsilon_0 (\alpha_1 \vec{E} + \alpha_2 \vec{E}^2 + \dots).$$

Вектор поляризации может зависеть от квадратов амплитуд.

$$\vec{P} = \vec{P}_л + \vec{P}_{нл}$$

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) - \Phi_2$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z) - \Phi_1$$

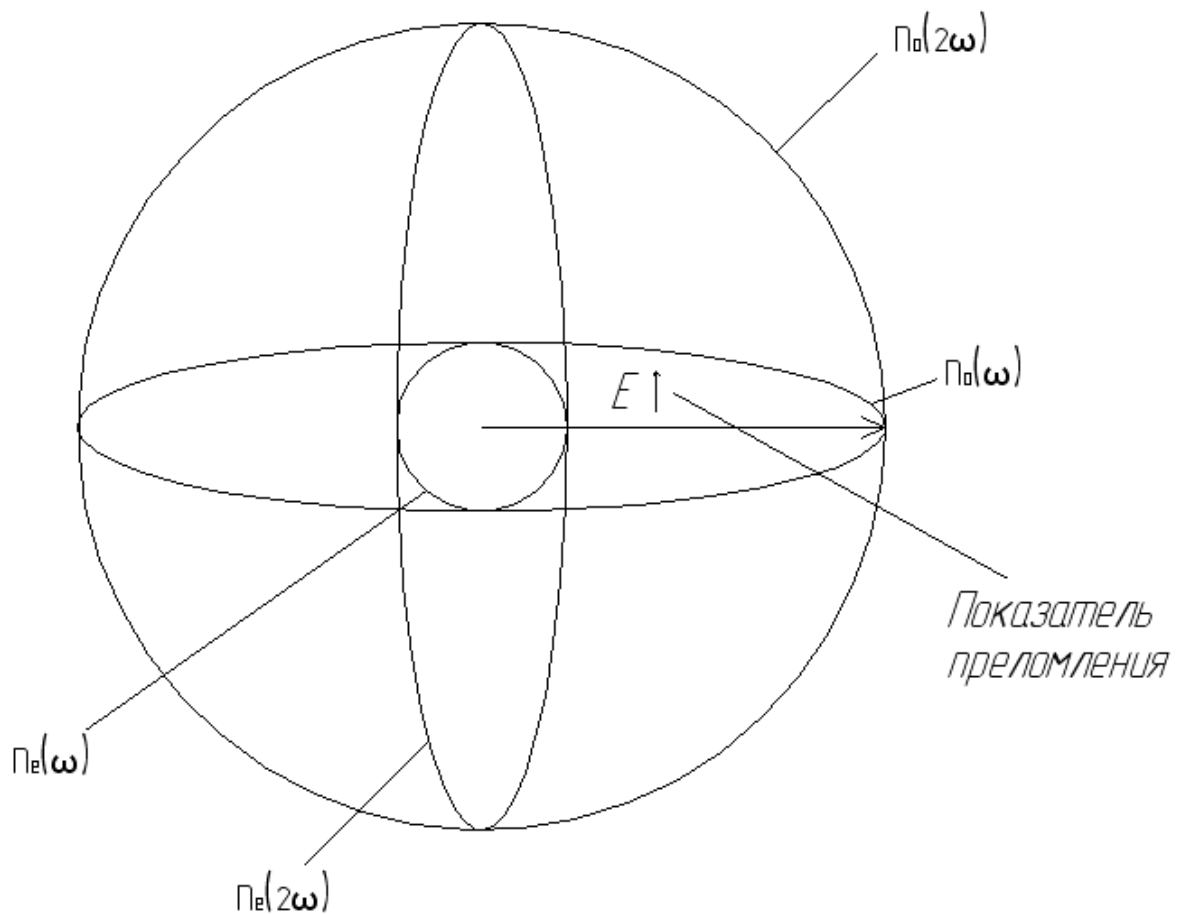


Таким образом взаимодействие двух волн приводит к тому что среда , которая становится нелинейной, генерирует (переизлучает) волны с удвоенными частотами от каждой из волн и суммарной и разностной частотой принимаемых частот. То есть электрон так «болтает» под действием этой мощной волны, что он начинает излучаться удвоенными гармониками (волны с удвоенными и утроенными частотами). Самая мощная из них это вторая гармоника. Но существенно, что излучение гармоник в общем случае сдвинуто по фазе относительно принятой волны, поэтому вторичные волны с удвоенной частотой, излучаемые различными точками кристалла, сдвинуты по фазе и не могут усиливать друг друга, поэтому условием получения мощной второй гармоники является равенство фазовых скоростей основной волны и переизлучаемой с удвоенной частотой. Только в этом случае происходит эффективная передача энергии от основной волны к излучаемой. Как правило фазовая скорость это функция от частоты в среде.

Через плотную среду волны с разной частотой проходят с разной фазовой скоростью. Это явление называется дисперсией. И чем больше частота, то есть меньше длина волны, тем больше показатель преломления и фазовая скорость меньше. Уравнение эффективной передачи энергии в одноосном кристалле:

$$V_0(\omega) = V_1(2\omega)$$

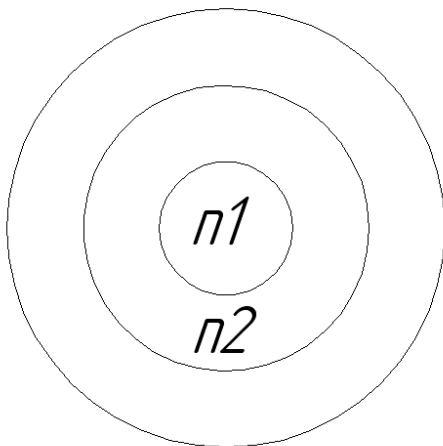
Чтобы выполнить данное условие нужно использовать одноосные кристаллы. В одноосных кристаллах различен для обыкновенной и необыкновенной волны.



Если вектор E перпендикулярен главной плоскости, то вектор преломления не зависит от угла.

Волоконная оптика

В Волоконной Оптике моды Эрмита-Гаусса. По волноводу распространяются только определенные моды (Одно-, многомодовые волноводы)



$$n_1 > n_2$$

В существующем оптоволокне потери составляют до 0,02 Дб/км