

## Введение Лазерных микроскопов достоинства:

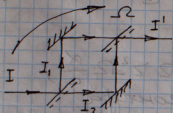
- широчайший диапазон умеренных условий скоростей;
- малое время выхода на режим;
- малые габариты;
- отсутствие подвижных частей;
- дешевизна.

## Недостатки:

- ограниченный ресурс из-за вторичные электронов и деградации активной среды.

## Принцип действия

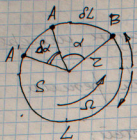
### 1) Эффект Саванья



Если колесо интерферометра вращать, то на интерференционной картине наблюдается сдвиг на  $\delta$  светлых и темных полос, по  $\kappa$ -ролеу можно оценить угл. скорость:

$$\hat{\Omega} = \varphi(\delta)$$

Определим вид ф-ции  $\varphi$ .



При  $\Omega = 0$

$$t_1 = t_2 = \frac{\delta L}{c}$$

При  $\Omega \neq 0$  за время, пока волна 1 распространяется от Т.В к т.А, сама т.А переместится в положение А'. При этом, если волна движется в время  $t_1$ ,

$$\delta \alpha \approx \Omega t_1 = \frac{\Omega \delta L}{c};$$

$$\delta L^{(1)} = \delta L + r \delta \alpha = r \alpha + r \frac{\Omega r \alpha}{c} = r \alpha + r^2 \Omega \frac{\alpha}{c}$$

Аналогично,

$$\delta L^{(2)} = r \alpha - r^2 \Omega \frac{\alpha}{c}$$

Тогда

$$\Delta L_{AB} = \delta L^{(1)} - \delta L^{(2)} = 2 r^2 \Omega \frac{\alpha}{c};$$

а вдоль всего контура

$$\Delta L = 2 \frac{r}{c} \oint r^2 d\alpha = \frac{4S}{c} \Omega$$

Тогда оценка ур. скорости

$$\hat{\Omega} = \frac{c \Delta L}{4S} = \text{const} \cdot \Delta L$$

Пример:

$$\Omega = 1/c;$$

$$S = 1 \text{ м}^2;$$

$$\Delta L = 4 \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$



Точность интерферометрии измерений позволяет обнаружить  $\Delta L$  только при длинах волн  $\lambda = 9,4 \text{ нм}$  (глубокая рентгеновская область).

2) Активная среда и резонатор  
X-отт. частотой генерации

$$\nu_{\text{ген}} = \frac{c}{\lambda_{\text{ген}}}$$

Для He-Ne-лазера  $\lambda_{\text{ген}} = 0,6328 \text{ мкм}$ .

Для оптического диапазона  $10^3 \text{ Гц} < \nu_{\text{ген}} < 10^{14} \text{ Гц}$ .

Поскольку у границы резонатора наблюдаются узлы волн, то на длине  $L$  резонатора укладывается целое число полуwave; откуда

$$\frac{2\pi}{\lambda_{\text{ген}}} L = 2\pi N; \quad N \in \left\{ \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots \right\}$$

В действительности

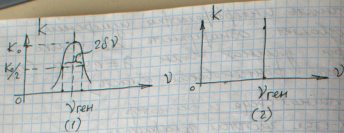
$$\frac{2\pi}{\lambda_{\text{ген}}} L = 2\pi N + \psi, \quad \text{где}$$

$\psi$  - т.н. набег фаз. При  $\psi = 0$  наблюдается резонанс.

В резонансе, таким образом,

$$N\lambda_{\text{ген}} = L. \quad (*)$$

Полностью монохроматич. света лазеры не дают, поэтому вместо идеальной  $\delta$ -ки коэфф. Деления



(2) наблюдается х-ка (1). Поэтому вводится понятие помехи генерации  $\delta\nu$ . Стремится получить  $\delta\nu \ll \nu_{ген}$

Запишем условие (\*) для волн (1) и (2):

$$\frac{dL^{(1)}}{\lambda_{ген}^{(1)}} = cN^{(1)}; \quad \nu_{ген}^{(1)} \delta L^{(1)} = cN^{(1)}$$

$$\frac{c \delta L^{(2)}}{\lambda_{ген}^{(2)}} = cN^{(2)}; \quad \nu_{ген}^{(2)} \delta L^{(2)} = cN^{(2)}$$

Поскольку  $N^{(1)} = N^{(2)} = N$ , то должны отличаться частоты генерации. Т.о.,

$$\Delta \nu_{ген} = \nu_{ген}^{(1)} - \nu_{ген}^{(2)} = cN \left( \frac{1}{\delta L^{(1)}} - \frac{1}{\delta L^{(2)}} \right)$$

Т.о., волны 1 и 2 при вращении "автоматически" приобретают фазы частоты.

$$\Delta \nu_{ген} = cN \frac{\delta L^{(2)} - \delta L^{(1)}}{\delta L^{(1)} \delta L^{(2)}} \approx \frac{cN}{\delta L^2} \Delta L_{AB}$$

По формуле конформности

$$\Delta \nu_{ген} = \frac{cN}{L^2} \cdot \Delta L = \frac{cN}{L^2} \cdot \frac{4S}{Z} \cdot R =$$

$$= \frac{4SN}{L^2}$$

Окончательно

$$\Delta \nu_{ген} = \frac{4S}{L^2}$$

Формула резонатора

Пример

$$z = 10 \text{ см};$$

$$\lambda_{ген} = 0,63 \cdot 10^{-6}$$

$$K = 3 \cdot 10^5$$

Для круглого

$$K = \frac{24}{2\pi}$$

Схема 1

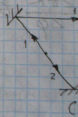


Схема (2)

или резонатор

полосы

усл. скор.

кал-во

$$= \frac{4SN}{L^2} \Omega = \frac{4SN}{A\lambda_{\text{ген}} \cdot L} \Omega.$$

Окончательно,

$$\Delta \nu_{\text{ген}} = \frac{4S}{L \lambda_{\text{ген}}} \Omega = K \Omega.$$

Величина  $K$  наз. макс. коэфф. фазатора

Пример

$$z = 10 \text{ см};$$

$$\lambda_{\text{ген}} = 0,63 \cdot 10^{-4} \text{ см}.$$

$$K = 3 \cdot 10^5$$

Для круглого фазатора

$$K = \frac{24\pi z^2}{2\pi z \cdot \lambda_{\text{ген}}} = \frac{2z}{\lambda_{\text{ген}}}$$

Схем вывода лучей:

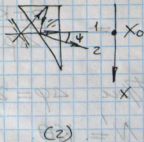
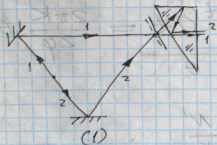


Схема (2) удачнее, т.к. при вращении фазатора интерференционные полосы движутся, поэтому зеркал уи. скорости может случиться кол-во полос, параллельных  $\frac{z}{\lambda}$  при-

Эмк  $\nu$  +  $X_0$ . Сигнальное на-  
пряжение есть

$$U = U_0 \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_{\text{ген}}} \psi X_0 + \underbrace{2\pi \Delta \nu_{\text{ген}} t}_{\Delta \varphi(t)} + \varphi \right) \right]$$

Цифровой номер фаз определяется  
числом импульсов  $N'$  при извест-  
ном шаге дискретизации детектора  
(приемника) по фазе  $\Delta \varphi$ :

$$\Delta \varphi(t) = N' \Delta \varphi,$$

откуда

$$N' = \frac{\Delta \varphi(t)}{\Delta \varphi} = \frac{2\pi \Delta \nu_{\text{ген}} t}{\Delta \varphi}$$

В общем случае

$$\begin{aligned} N' &= \frac{2\pi}{\Delta \varphi} \int_0^t \Delta \nu_{\text{ген}} dt = \\ &= \frac{2\pi}{\Delta \varphi} \int_0^t K \Omega dt = \\ &= \frac{2\pi K}{\Delta \varphi} \underbrace{\int_0^t \Omega dt}_{\theta} = \frac{2\pi K}{\Delta \varphi} \theta. \end{aligned}$$

При  $\Delta \varphi = 2\pi$

$$N' = K\theta, \quad \theta = \frac{N'}{K}$$

Мин. цифровой гироскопический угол

$$\theta_{\text{min}} = \frac{1}{K}$$

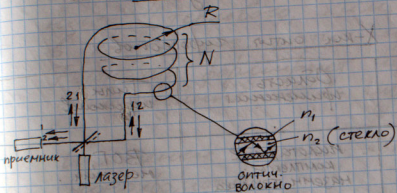
Чтобы повысить разрешающую спо-  
собность гироскопа (уменьшить  $\theta_{\text{min}}$ ),



нужно увеличить  $K$ , что приводит к увеличению площади контура  $S$ , либо уменьшению  $\Delta\varphi$ , что приводит к уменьшению детектора.

Радикальный способ повышения разрешающей способности — переход к волоконно-оптической схеме (ВОС):

Волоконно-оптическая гироскопия



Площадь контура

$$S = N\pi R^2;$$

длина контура

$$L = 2N\pi R;$$

фаза  $\Delta\varphi$

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda_{ген}} = \frac{2\pi}{\lambda_{ген}} \cdot \frac{4S}{c} \Omega =$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda_{ген}} \cdot \frac{4N\pi R^2}{c} \Omega =$$

$$= \frac{\lambda_{ген}}{8\pi^2 R^2 N} \Omega = \frac{4\pi R (2\pi R N)}{\lambda_{ген}} \Omega =$$

$$= \frac{4\pi L R}{\lambda c} \Omega$$

ГАН

### Достоинства:

- потенциально высокая чувствит-ть
- простота; дешевизна.

### Недостаток

- неоднородность показател преломления; его, широкий спектр излучения и малая реальная чувствит-ть

### X-ки оптич. микроскопов

Разреш. способность %	Область применения	Типы микроскопов
10...1	пилотажные комплексы; наземн. техника	ВОГ, механич.
1...0,1	пилотажные комплексы	ВОГ, лазерные, механич.
<0,01	дальняя навигация, флот	лазерные, механич.



## Теория лазеров

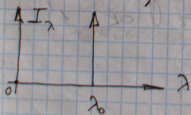
Лазер — прибор, в к-ром исп. эффект вынужденного (стимулированного) излучения для генерации или усиления 2-м. колебаний оптич. диапазона частот (т.е. ИК-, видимого, УФ)

Ост. 2л-ты лазера — активная среда и оптич. резонатор. Акт. среда преобразует энергию внеш. источника (тепловой, хим. и т.д.) в когерентное оптич. излучение. Резонатор формирует пространств. и временные св-ва излучения.

Излучение лазера явл.:

- монохроматич.;
- когерентным;
- направленным;
- иногда поляризованным.

Монохроматичность х-ет. ширину спектра. Идеально монохроматич. излучение имеет спектр нулевой ширины:



$$I_{\lambda} = I_0 \delta(\lambda - \lambda_0)$$

Реальное излучение лишь может приближаться к монохроматич. и х-ется степенью монохроматичности  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu}$ ; где  $\Delta\lambda$  и  $\Delta\nu$  — ширина спектра, оцениваемая на уровне интенсивности  $I_{0/2}$ . Излучение с  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$  наз. квази-монохроматич. Таковыми & явл. излучение лазера.

Когерентность — согласованность (связь) м/у фазами волн, образующих фронт излучения. Проявляется в явлениях интерференции. Время когерентности

$$\tau_{\text{ког}} \approx \frac{1}{\Delta\nu}$$

описывает интервал, в течение к-рого возможна когерентность.  $\tau_{\text{ког}}$  максимально для газового лазера.

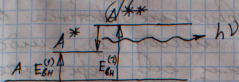
Направленность — расфокусирование волн узким пучком (т.е. в пределах малого телесного угла) для лазеров без доп. оптик. с-м расфокусировка ок.  $4'$ .





## Квантовая теория излучения

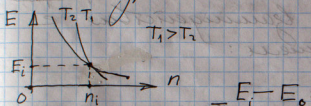
Частица  $A$ , получая квант энергии  $E_{\text{вн}}^{(1)}$ , переходит на более высокий энергетический уровень:



$$\begin{aligned} A + E_{\text{вн}}^{(1)} &= A^* ; \\ A + E_{\text{вн}}^{(2)} &= A^{**} ; \\ A^{**} &= A^* + h\nu ; \end{aligned}$$

$$h\nu = E_{\text{вн}}^{(2)} - E_{\text{вн}}^{(1)}$$

Обычно частица  $A$  — электрон в атоме. Классич. теория предсказывает рас-предделение электронов по энергетич. уровням по з-му Больцмана



$$n_i = n_0 d_i e^{-\frac{E_i - E_0}{kT}}, \text{ где}$$

$n_0$  — кол-во частиц;

$T$  — абс. т-ра;

$k$  — пост. Больцмана;

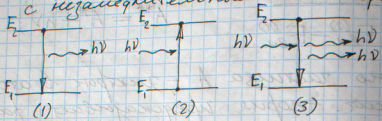
$n_i$  — кол-во

частиц на  $i$ -м уровне;

$d_i$  — степень вырождения, т.е.

кол-во различных состояний, соответствующих  $i$ -му энергетическому уровню.

Эйнштейн постулировал, что между 2-мя уровнями спонтанные и вынужденные спонтанные переходы (1) происходят с излучением фотона. Поглощение фотона возможно либо по способу (2), либо с вынужденным его переизлучением.



и вынужденным излучением доп. фотона (3) св-ва спонтанных переходов:  
 - происходят без взаимодействия с внеш. излучением:

$$A_{ij}^{**} = A_{ij}^* + h\nu_{ij}$$

- $x$  - ются коэфф. Эйнштейна  $A_{ij}$  - вероятностью перехода;  $[A_{ij}] = c^{-1}$
- переход осущ. только на нижний уровень;
- излучение самопроизвольно, пасть-лю фотонов, излучательные функции независимы, не коррелированы по фазе, т.е. не когерентны;
- излучение монохроматично;
- излучение распр. по всем на-правлениям;
- излучение не поляризовано.

Вывод: такое излучение — шур  
Мощность спонтанного излучения

$$W_{ij}^{sp} = A_{ij} n_i h \nu_{ij}$$

Св-ва вынужд. переходов.

- $\chi$ -коэф. Эйнштейна  $B_{ij}, B_{ji}$
- происходят при взаимодействии с "затравоженным" фотоном

$$A_{i^{**}} + h\nu_{ij} = A_j + 2h\nu_{ij}$$

$B$  нек-ром смысле подобны по-  
мощности фотонов:

$$A_j + h\nu_{ji} = A_{i^{**}}$$

Смысл коэф. Эйнштейна — вероят-  
ность перехода в ед. времени,  
отнесенная к спектральной плот-  
ности мощности излучения

- излучение монохроматично;
- излучение когерентно;
- излучение поляризовано

Излучение, поглощаемое и излу-  
чаемое частицами при пе-  
реходе м/у энергет. уровнями,  
поднимается з-ну излучения  
Ланка



Мощность вынужденного излучения

$$W_{ij}^{\text{вын}} = B_{ij} U_{ij} n_i h \nu_{ij}, \text{ где}$$

$U_{ij}$  - спектральная плотность мощности вынуждающего излучения.

Аналогично,

$$W_{ji}^{\text{погл}} = B_{ji} U_{ij} n_j h \nu_{ij}$$

Узнаем закон сохранения энергии

$$W_{ji}^{\text{погл}} = W_{ij}^{\text{вын}} + W_{ij}^{\text{сп}}$$

Подставим выражения мощностей

$$(A_{ij} + B_{ij} U_{ij}) n_i = B_{ji} U_{ij} n_j,$$

откуда

$$U_{ij} = \frac{A_{ij}}{B_{ij}} \cdot \frac{n_i}{(B_{ji}/B_{ij} n_j - n_i)}$$

Если положение  $E_0 = 0$ , то

$$n_i = n_0 g_i e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

$$n_j = n_0 g_j e^{-\frac{E_j}{kT}}.$$

Подставим в выражение для  $U_{ij}$

$$U_{ij} = \frac{A_{ij}}{B_{ij}} \cdot \frac{1}{\frac{g_j B_{ji}}{g_i B_{ij}} \left( e^{\frac{E_i - E_j}{kT}} - 1 \right)}$$



Спектр. плотность мощности излучения  
абс. черного тела

$$z_{\nu, T} = \frac{8\pi h \nu^3 / c^2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

В силу принятой гипотезы

$$z_{\nu, T} = U_{ij},$$

из условия равновесия м/у уровнями по кол-ву частиц

$$g_j B_{ji} = g_i B_{ij}$$

Из двух последних соотношений

$$\frac{A_{ij}}{B_{ij}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2}$$

Эйнштейн получил далее:

$$A_{ij} = \frac{64\pi^4 |e|^2 \nu^3}{3hc^3} \cdot z_{ij}^2,$$

где  $z_{ij}$  - величина, характеризующая структуру в-ва;  $[z_{ij}] = M$

Это рассмотрение справедливо, если длина волны  $\lambda$  много больше  $x$ -ного размера  $d$  атома:  
 $\lambda \gg d$ .

Сравним мощности излучения:

$$\alpha_j = \frac{W_{ij}^{всех}}{W_{ij}^{en}} = \frac{B_{ij} U_{ij}}{A_{ij}} = \frac{8\pi h \nu^3 / c^2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{8\pi h \nu^3} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

При  $\nu > 10^{12}$  Гц ( $\lambda < 50$  мкм)  $\alpha_j \ll 1$ .  
 Из этого следует, что в оптич. ди-  
 аналоге спонтанное излучение преобладает

Физ. смысл коэф. Зинштейна

Пусть сначала на верхнем уровне  $E_i$  было  $n_i(0)$  частиц. Тогда в произвольный момент

$$dn_i = -A_{ij} n_i dt,$$

$$n_i = \int_0^t dn_i = \int_0^t -A_{ij} n_i dt = n_i(0) e^{-A_{ij} t}$$

Ср. время жизни частицы

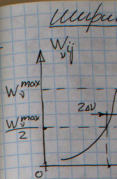
$$\tau \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{n_i(0)} \int_0^{\infty} t |dn_i|,$$

откуда

$$\tau = \frac{A_{ij}}{n_i(0)} \int_0^{\infty} t n_i dt = \frac{1}{A_{ij}}$$

Если действуют неск. каналов направ-  
 ленных процессов, то

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}$$



Здесь  $W_{ij} =$   
 уровень

$$W_{ij} =$$

Есть  
 Если  
 излуч  
 фотон  
 поле

$$W_{ij} =$$

$$\nu_0 =$$

$$f =$$

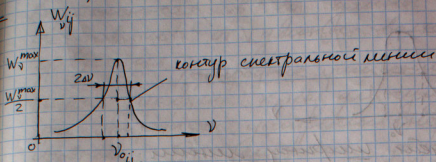
Полн

f - u

$$F =$$



## Ширина спектральной линии



Здесь  $W_{vij}$  — спектр. плотность мощности излучения, соотв. переходу из  $i$ -м и  $j$ -м уровням.

$$W_{ij} = \int_0^\infty W_{vij} d\nu$$

## Естеств. ширина спектр. линии

Фам в качестве источника 2-м. излучения рассматривается усло-женно движущийся электр. ди-поль, со

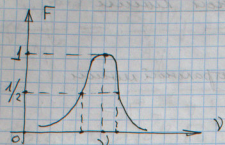
$$W_{vij} = \frac{W_{\nu}^{\max} \gamma^2}{16\pi^2 [(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\gamma}{4\pi})^2]}, \text{ где}$$

$$\nu_0 = \frac{E_i - E_j}{h};$$

$$\gamma = 8\pi^2 |e|^2 \nu_0^2 / (3c^3 m_e);$$

Пронормируем на  $W_{\nu}^{\max}$ ; получим  $f$ -изм Лоренца

$$F = \frac{W_{vij}}{W_{\nu}^{\max}}$$



Найдем ширину линии:

$$F = \frac{f^2}{16\pi^2 \left[ (\nu - \nu_0)^2 + \left( \frac{f}{4\pi} \right)^2 \right]} = \frac{1}{2} ;$$

$$\frac{f^2}{16\pi^2 \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2 + f^2} = \frac{1}{2} ;$$

$$2f^2 = 16\pi^2 \Delta\nu^2 + f^2 ;$$

$$\Delta\nu = \frac{f}{4\pi}$$

Подставим выражение для f:

$$2\Delta\nu = \frac{r}{2\pi} = 4\pi |e^-|^2 \frac{\nu_0^2}{3m_e c^3} =$$

$$= 4\pi \cdot \frac{\nu_0^2}{3c} r_0, \quad \text{где}$$

$r_0 = \frac{|e^-|^2}{m_e c^2}$  — классич. радиус электрона.

Учитывая, что  $\frac{\nu_0}{c} = \frac{1}{\lambda_0}$ , получим:

$$2\Delta\lambda = c \frac{2\Delta\nu}{\nu_0^2}$$

и, подставляя  $2\Delta\nu$ ,

$$2\Delta\lambda = \frac{4}{3} \pi r_0 = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ нм} .$$



т.о., естеств. ширина спектр. линии, выраженная в со. длины волны, не зависит от длины волны излучения.

### Однородное уширение

Иная ширина  $\lambda$ -на для излучения при однородном уширении энергетич. уровней. Это уширение обусловлено взаимодействием атомов в среде, когда обмен энергией м/у каждой парой атомов приводит к повышению уровня у одного и снижению у другого. Это взаимодействие может быть столкновением:

- однородных атомов;
- разнородных атомов;
- атомов со стенками сосуда.

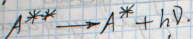
При однородном уширении форма контура линии не изменяется, поэтому ф-ла для  $W_{\nu ij}$  остаётся прежней:

$$W_{\nu ij}^{\text{одн}} = \frac{W_{\nu}^{\text{max}} f_{\text{одн}}}{16\pi^2 \left[ (\nu - \nu_0)^2 + \left( \frac{\Gamma_{\text{одн}}}{4\pi} \right)^2 \right]},$$

лишь изменяется ширина линии:

$$\Delta\nu_{\text{одн}} = \Delta\nu + \Delta\nu_{\text{тепловое}} + \Delta\nu_{\text{столкновения}}$$

Неоднородное уширение  
 Пусть частица  $A^{**}$  имеет энергию  $E_2$  и скорость  $\vec{V}_2$ ; она испускает фотон:



Для этого фотона энергия

$$E_\phi = h\nu,$$

а импульс

$$\vec{\phi} = h\vec{k}, \text{ где } \vec{k} - \text{волновой вектор}$$

$$|\vec{k}| = \frac{1}{\lambda}; \quad \vec{k} \parallel \vec{V}_\phi.$$

У з-на сохранения энергии

$$E_2 + \frac{m|\vec{V}_2|^2}{2} = E_1 + \frac{m|\vec{V}_1|^2}{2} + h\nu;$$

$$E_2 = E_1 + h\nu_0;$$

у з-на сохранения импульса

$$m\vec{V}_2 = m\vec{V}_1 + h\vec{k}$$

1) Пусть  $\vec{V}_1 \parallel \vec{V}_2 \parallel \vec{k}$ . Тогда

$$h\nu_0 = h\nu + \frac{m}{2}(V_1^2 - V_2^2);$$

$$V_1 = \frac{mV_2 - hk}{m} = V_2 - \frac{hk}{m}$$

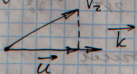
У этих двух выражений

$$h\nu_0 = h\nu - hkV_2 + \frac{h^2k^2}{m}$$

Получаем, что  $\frac{h^2k^2}{m} \ll hkV_2$ , получим

$$h\nu_0 = h\nu - h\nu_2.$$

2) Пусть  $\vec{k} \parallel \vec{v}_2$ .



Используем проекцию  $\vec{u}$  вместо самой скорости  $\vec{v}_2$ :

$$h\nu_0 = h\nu - hku;$$

$$\nu_0 = \nu - \frac{1}{\frac{h}{k}} \cdot u;$$

$$\nu_0 = \nu - \frac{\nu_0}{c} \cdot u; \quad (*)$$

$\nu = \nu_0 \cdot (1 \pm \frac{u}{c})$ , где знак выбирается в зависимости от направления  $\vec{u}$ .

Рассмотрим с-му и по атомам и построим их распределение по скоростям  $u$  (распр. Максвелла):

$$dn_u = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{mu^2}{2kT}} \cdot du,$$

где  $dn_u$  - кол-во атомов, имеющих скорость от  $u$  до  $u+du$ .

Энергия, излучаемая этими  $dn_u$  атомами, есть

$$dW = qW_0 dn_u, \text{ где}$$



$q$  - доля возбужденных атомов

$\nu$  (\*) следует, что  $u = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \cdot c$ . Тогда

$$dW = qW_0 n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{m c^2}{2kT} \cdot \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\nu_0^2}} \cdot \frac{c}{\nu_0} d\nu$$

Спектр. плотность энергии

$$W_\nu^{\text{неогн}} = \frac{dW}{d\nu};$$

её макс. значение

$$W_\nu^{\text{max неогн}} = qW_0 n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot \frac{c}{\nu_0}$$

Выражение для  $W_\nu^{\text{неогн}}$  даёт кривую, спадающую быстрее, чем кривая  $W_\nu^{\text{огн}}$ , при равной ширине спектр. линии.

Ширина спектр. линии

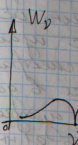
$$\Delta\nu^{\text{неогн}} = \sqrt{2\pi kT \cdot \frac{\ln 2}{m}} \cdot \frac{\nu_0}{c}$$

В реальности есть и огн., и неогн. уширение, так что

$$\Delta\nu = \sqrt{(\Delta\nu^{\text{огн}})^2 + (\Delta\nu^{\text{неогн}})^2}$$

В толстом слое среды нужно учитывать поглощение энергии, испущенной одним атомом, другими — возбужденными — атомами. Если, контур спектр. линии зависит от рассматриваемого

состояние среды линии



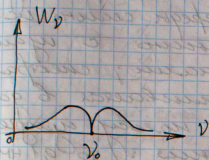
В неогн. условиях частота неогн. осл. бл. Бенк. неогн. фетив. дых +

Шли





состоянии среды. В глубоких слоях среды возможно самообращение линии



В неправильно построенном резонаторе условием  $L = N\lambda = N\lambda_0$  удовлетворяет не частота  $\nu_0$ , а другая частота  $\nu_{рез}$ . Неоднородное уширение приводит к ослаблению  $W_D$  на  $\nu_{рез}$ -т.н. провалу Беннета.

Неоднор. уширение  $\chi$ -но для газ. резонаторных газов, однор. — для твердых тел.

### Ширина спектр. линии в твердых активных средах

атом активатора



атом матрицы

Тб тело представляет собой т.н. матрицу. Замена нек-рых её атомов на атомы активатора делают активную среду. Так, напр., активатором в матрице  $Al_2O_3$  явл. атомы хрома  $Cr$ .

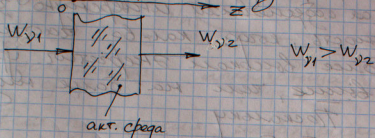
Электроман. поле в кристаллах  
сетке симметричны. Внедрен-  
ные атомы активатора симметрично напри-  
т.о., структура т.в. акт. среды сильно не-  
кажета по сравнению с цуан-  
рованными атомами; спектраль-  
ная линия расширяется в до-  
вольно широкую полосу излуче-  
ния и поглощения: до  $0,1 \text{ нм}$   
в кристаллах и до  $1 \text{ нм}$  в сте-  
клах в естеств. условиях.

Причины:

- взаимодействие атомов активатора с э-м. полем кристаллич. ре-  
шетки матрицы;
- влияние неоднородностей среды  
(дефектов кристалла);
- тепловые колебания атомов кристаллич.  
решетки;
- магнитное взаимодействие атомов  
активатора м/у собой и с ато-  
мами крист. решетки (эффект  
Зеемана).



Усиление сигнала при прохождении з/з акт. среды



Для усиления

$$W_{\nu ij}^{изл} = W_{\nu ij}^{сп} + W_{\nu ij}^{выл} = (A_{ij} n_i + B_{ij} n_i U_{ij}) h \nu_{ij};$$

где попоминия

$$W_{\nu ij}^{полн} = B_{ji} n_j U_{ij} h \nu_{ij}.$$

Здесь считается  $g_i = g_j = 1$ , следовательно,  $B_{ij} = B_{ji}$   
 пренебрежём спонтанным излучением:

$$A_{ij} \ll B_{ij} U_{ij}.$$

Тогда

$$W_{\nu ij}^{изл} = W_{\nu ij}^{выл} = B_{ij} n_i U_{ij} h \nu_{ij}$$

Вынуждающим излучением звл. излучение на входе акт. среды:

$$W_{\nu 1} = U_{ij}.$$

Для усиления сигнала необходимо, чтобы

$$\frac{W_{\nu ij}^{изл}}{W_{\nu ij}^{полн}} = \frac{n_i}{n_j} > 1; \text{ т.е. } n_i > n_j.$$



То, чтобы обеспечить усиление излучения, проходящего в среде, требуется создать в ней инверсную заселенность, когда кол-во частиц на более высокой энергии ур. больше, чем на более низкой. Поскольку

$$\frac{n_i}{n_j} = e^{-\frac{E_i - E_j}{kT}}$$

то среду с инверсной заселенностью можно назвать средой с отриц. абс. т-рой:  $T < 0$ .

Рассмотрим тонкий слой среды. По 3-му Фурье

$$W_D(z) = W_D(z_0) \cdot e^{-(k_D + p_D)z}; \quad (*)$$

$$dW_D = -(k_D + p_D)W_D(z)dz, \text{ где}$$

$k_D$  - электр. коэфф. поглощения, обусловленного переходами  $i \rightarrow j$  и/у уровнями  $i$  и  $j$

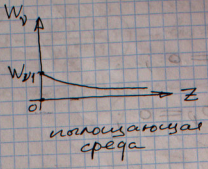
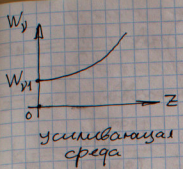
$p_D$  - электр. коэфф. диссипативных потерь;

$$k_D = \frac{B_{ji}n_j - B_{ij}n_i}{v} \ln V_{ij} (**), \text{ где}$$

$v = \frac{c}{n}$  - скорость излучения в среде.





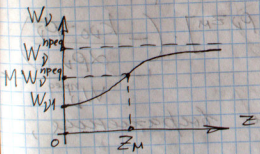


Для усиления необходимо  $k_D < 0$  ( $U_j^{**}$ );  $|k_D| > \rho_D$  ( $U_j^*$ ).

При высоких интенсивностях  $U_j$  -лучения нужно учитывать нелинейные эффекты. Для этого вводят коэф. нелинейности  $\alpha$  такой, что

$$k_D = \frac{k_{D0}}{1 + \alpha U_j}$$

Он  $x$ -ет среду и обеспечивает "насыщение".



Найдём  $W_D^{npreg} = \lim_{z \rightarrow \infty} W_D$ . Положим

$$\frac{dW_D^{npreg}}{dz} = 0; \quad W_D^{npreg} = U_j$$

Отсюда

$$k_D + \rho_D = 0;$$

$$\frac{k_{D0}}{1 + \alpha U_{ij}} + \rho_D = 0;$$

$$\frac{k_{D0}}{1 + \alpha W_D^{\text{нрер}} + \rho_D = 0;$$

$$W_D^{\text{нрер}} = - \frac{k_{D0} + \rho_D}{\alpha \rho_D}$$

Заметим, что  $W_D^{\text{нрер}}$  тем меньше, тем больше  $\alpha$  и больше  $\rho_D$ .

Найдем глубину  $Z_M$ , на к-ой будет достигнута плотность циркуляции  $M W_D^{\text{нрер}}$ ;  $M < 1$ , если  $Z_M$  задано велико

$$\{ W_D(Z_M) \stackrel{\text{def}}{=} M W_D^{\text{нрер}};$$

$$\{ W_D(Z_M) = W_D(0) e^{-\rho_D Z_M} + [1 - e^{-\rho_D Z_M}] \cdot \underbrace{\left( - \frac{k_{D0} + \rho_D}{\alpha \rho_D} \right)}_{W_D^{\text{нрер}}}$$

Приравнявая эти выражения, получим:

$$Z_M = - \frac{1}{\rho_D} \cdot \left[ \ln(1-M) - \ln \left( 1 - \frac{W_D(0)}{W_D^{\text{нрер}}} \right) \right];$$

$$Z_M = \frac{1}{\rho_V} \cdot \left[ \ln \left( 1 - \frac{W_V(0)}{W_V^{npq}} \right) - \ln(1-M) \right]$$

Если ввести коэф. усреднения

$$k_{yc} = \frac{W_V^{npq}}{W_V(0)},$$

то

$$Z_M = \frac{1}{\rho_V} \cdot \left[ \ln \left( 1 - \frac{1}{k_{yc}} \right) - \ln(1-M) \right].$$

Пример:

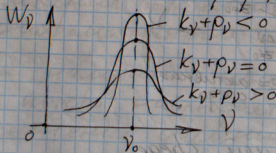
$$M = 0,5;$$

$$\rho_V = 0,01 \text{ см}^{-1};$$

$$k_{yc} = 100;$$

$$Z_M = 70 \text{ см}.$$

Рассмотрим спектр. линии в акт. и ном. срезах:



Уширение ширинного спектра  
линии при изменении  
 тока  $\nu_{0,5} = \nu_0 \pm \Delta\nu$  — граничные  
 частоты спектра линии:

$$W_{\nu_{0,5}}(0) = \frac{1}{2} W_{\nu_0}(0)$$

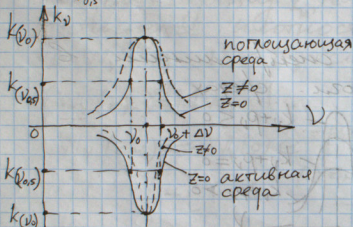
По 3-му закону Фурье при  $P_\nu = 0$

$$W_{\nu_0}(z) = W_{\nu_0}(0) \cdot e^{-k(\nu_0)z};$$

$$W_{\nu_{0,5}}(z) = W_{\nu_{0,5}}(0) \cdot e^{-k(\nu_{0,5})z}$$

Отсюда

$$\frac{W_{\nu_0}(z)}{W_{\nu_{0,5}}(z)} = 2 e^{-(k(\nu_0) - k(\nu_{0,5}))z}$$



В поглощающей среде

$$k(\nu_0) - k(\nu_{0,5}) > 0;$$

$$\frac{W_{\nu_0}(z)}{W_{\nu_{0,5}}(z)} < 2.$$

Поскольку





$$\frac{W_{\nu_0}(0)}{W_{\nu_{0.5}}(0)} = 2,$$

то ширина спектр. линии возросла.  
В акт. среде

$$k(\nu_0) - k(\nu_{0.5}) < 0;$$

$$\frac{W_{\nu_0}(z)}{W_{\nu_{0.5}}(z)} > 2.$$

$$W_{\nu_{0.5}}(z)$$

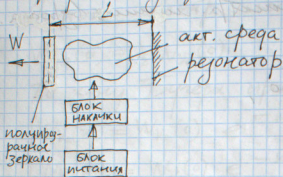
Ширина спектр. линии уменьшилась.

### X-ки акт. среды

- интенсивность уширения усиливается при прохождении сквозь среду;
- излучение становится более монохроматичным;
- при малом поглощении и потере наблюдается эффект насыщения усиления.

## Структурная схема лазера

Акт. среда находится в резонатор, что придает излучению направленность



В оптике исп. открытые резонаторы, в к-рых не все фазы, а только одна фаза краев поперечные волны:

$$L = q \frac{\lambda}{2}, \quad q \in \mathbb{Z}$$

## Ф-ции резонатора:

- уменьшение излучения посредством потерь: обр. связи;
- придание направленности излучению;
- повышение когерентности излучения;
- изменение спектр. состава излучения в пределах инфракрасного спектр. диапазона.



## Условия f-миа лазера

- инверсная заселённость:

$$\Delta n_{ij} = n_i - n_j \frac{g_i}{g_j} > 0.$$

Спектр. коэфф. усиления (попо-  
зения без учета знака)

$$k_{vij} = \frac{h\nu_{ij}}{\sigma} B_{ij} \Delta n_{ij} > 0.$$

- пороговое условие генерации:

$$k_{vij} = \rho_{vij};$$

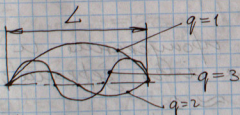
- фазовое условие генерации:

$$L = q \frac{\lambda}{2}; \quad q \in \mathbb{Z};$$

или, в терминах фазы,

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= 2\pi\nu_{ij} \frac{2L}{c} = 2\pi\nu_{ij} \frac{2L n}{c} = \\ &= \frac{2\pi L}{\lambda/2} = 2\pi q, \end{aligned}$$

т.е. волновой фронт синфазен  
после прохождения  $q/2$  фазо-  
катор.



Частоты излучения

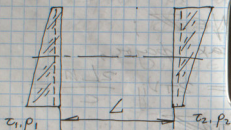
$$\nu_q = \frac{c}{2L} \cdot q.$$

Т.о., резонатор формирует линейчатый дисперсионный спектр излучения,  $\nu$ -ное в нем может увеличиваться, с шагом

$$\Delta \nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{\nu}{2L}$$

Спектр резонаторов для интерферометров Фабри-Перо

Такой резонатор — два плоских полупрозрачных зеркала.

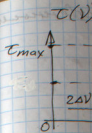


Коэфф. пропускания на частоте  $\nu$

$$\tau(\nu) = \tau_1 \tau_2 \left[ 1 + \rho_1 \rho_2 - 2 \sqrt{\rho_1 \rho_2} \cos \left( 2\pi \nu \frac{2Ln}{c} \right) \right]^{-1}$$

где

$\tau_i, \rho_i$  — коэфф. пропускания и отражения  $i$ -го зеркала;  
 $\tau_i + \rho_i \approx 1$ .

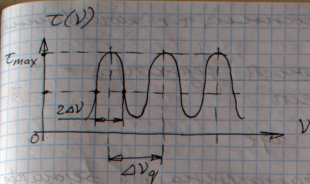


$\Delta \nu =$   
 где  $\tau_i =$   
 Высш  
 в

$\Delta \nu$   
 $d_n$

Прин  
 $L_n$   
 $\sum$   
 $\tau$   
 $\lambda =$   
 $\Delta \nu$   
 $\Delta \nu_N$   
 $\frac{\Delta \nu}{\nu}$   
 $\frac{\nu}{T}$





$$\Delta V = \tau_0 c \cdot \frac{1}{4\pi L n}$$

для высокодобротного резонатора при  $\tau_1 = \tau_2 = \tau_0$ .

Выражение можно представить в виде

$$\Delta V = \frac{c}{8\pi L n} \frac{2\tau_0 \sum_i \alpha_{\text{потери } i}}{1}, \quad \text{где}$$

$\alpha_{\text{потери } i}$  — потери за 1 проход в резонаторе, обусловленные  $i$ -м фактором.

Пример:

$$L n = 1 \text{ м};$$

$$\sum_i \alpha_{\text{потери } i} = 2\tau_0 = 0,1;$$

$$\lambda = 0,6328 \text{ мкм};$$

$$\Delta V = 1,25 \text{ МГц};$$

$$\Delta V_N = 150 \text{ МГц};$$

$$\frac{\Delta V}{V} = 5 \cdot 10^{-9}$$

Т.о., резонатор Фабри-Перо эвл.

очень узконаправленными, т.е. качественными

### Добротность резонатора

Добротность есть

$$Q = \frac{2\pi\nu W}{P}, \text{ где}$$

$W$  - энергия, запасенная в с-ме;  
 $P$  - мощность потерь.

Для резонатора при  $P = \tau_0 U_p S \nu$ ;  $\nu = \frac{c}{\lambda}$

$$Q = 2\pi\nu \cdot \frac{U_p \cdot S L n}{U_p \cdot \tau_0 \cdot S c} = \frac{4\pi\nu L n}{c \sum \alpha_{\text{потери}}}$$

где  $U_p = \frac{W}{SL}$  - удельная энергия

Поскольку  $\sum \alpha_{\text{потери}} = 2\tau_0 + \sum \alpha_{\text{диссип}}$   
где  $\alpha_{\text{диссип}}$  - все потери, кроме "потери"  
 $2\tau_0$  на собственно лазерное излучение на выходе прибора,  
то необходимо уменьшать  $\alpha_{\text{диссип}}$   
и увеличивать  $\tau_0$ .

Можно записать

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{2Q} = \frac{\nu}{\frac{4\pi\nu L n}{c \sum \alpha_{\text{потери}}}} = \frac{c \sum \alpha_{\text{потери}}}{8\pi L n}$$

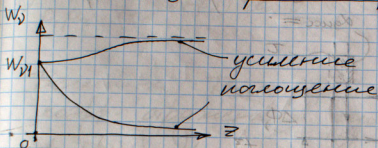
Постоянная времени  
Постоянная времени  $\tau$  есть время, за к-рое запасенная энергия уменьшается в  $e$  раз.

$$W(0) = W(\tau) \cdot e$$

для фазосдвига

$$\tau = \frac{Q}{2\pi\nu} = \frac{2Ln}{c \cdot \sum_i \alpha_{\text{поверхности}}$$

### Стабилизация генерации

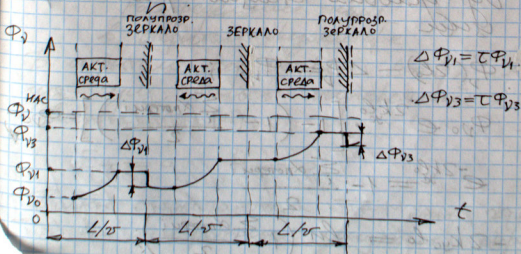


Коэфф. усиления

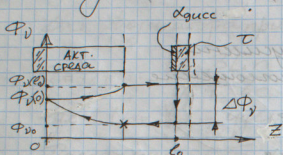
$$K_{ус} = \frac{K_{ус0}}{1 + \alpha \cdot \frac{\Phi_{\nu}}{\nu}}, \text{ где}$$

$\alpha$  - параметр мнимости;  
 $\Phi_{\nu}$  - спектр. плотность потока излучения;

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$



В силу нелинейности  $k_{yc}$  (зависит оно от вынужденного самого излучения  $\Phi_D$ ) при последовательном прохождении излучения  $\tau$  резонатор скорости роста  $\Phi_D$  будет уменьшаться, так что  $\Phi_D \rightarrow \Phi_{D,нас}$  при  $t \rightarrow \infty$ . Наступит стационарная генерация.



$$\Phi_D(0) = \Phi_{D0} e^{k_{yc} l_0};$$

$$\Phi_D(l_0) = \Phi_D(0) e^{k_{yc} l_0} = \Phi_{D0} e^{2k_{yc} l_0};$$

$$\Delta\Phi_D = \Phi_D(l_0) \cdot \frac{\sum_i \alpha_{потери i}}{2}; \quad \sum_i \alpha_{потери i} = 2\tau.$$

У условия стационарной генерации

$$\Phi_D(l_0) - \Delta\Phi_D = \Phi_{D0}$$

$$\Phi_{D0} e^{2k_{yc} l_0} \left(1 - \frac{\sum_i \alpha_{потери i}}{2}\right) = \Phi_{D0}$$

$$e^{-2k_{yc} l_0} = 1 - \frac{\sum_i \alpha_{потери i}}{2}$$

$$-2k_{yc} l_0 = \ln \left(1 - \frac{\sum_i \alpha_{потери i}}{2}\right);$$



$$k_{ус} = \frac{-1}{2l_0} \ln\left(1 - \frac{\sum \alpha_{потери} l}{2}\right)$$

т.о.; коэф. усиления должен компенсировать потери энергии в резонаторе.

При коэф. отражения  $\rho_1, \rho_2$  условие имеет вид:

$$\rho_1 \rho_2 \cdot e^{(k\nu - \rho\nu) \cdot 2l_0} = 1$$

Величина  $R_{эф} = \rho_1 \rho_2$  наз. эфф. коэф. отражения фидового элемента.

Логарифмируем, получим:

$$(k\nu - \rho\nu) l_0 = \ln \frac{1}{\sqrt{R_{эф}}}$$

$$k\nu = \rho\nu + \frac{1}{2l_0} \ln \frac{1}{R_{эф}}$$

коэф. суммарных потерь

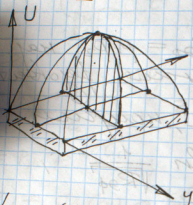
Распределение поля в открытом резонаторе

В открытом резонаторе:  $L = q, \frac{\lambda}{2}$  — число узлов, только поперекные з.-м. волны (TEM):

$$E_z = 0; \quad H_z = 0$$

Волны обозначаются TEM<sub>mnp</sub>, где m, n — поперекные индексы, опре-

действующие  $z$ -ные и электрические  
 поле в поперечном направлении  
 $q$ - продольный (аксиальный) индекс  
 Численно  $q$  - кол-во узлов на  
 длине резонатора;  $m, n$  - кол-во  
 перемен знака элтор напряжен-  
 ности электрич. поля на зер-  
 калах резонатора вдоль большой  
 и маленькой сторон



TEM<sub>00q</sub>

$$U = E_{x \max}$$

или

$$U = E_{y \max}$$

Уст. распрделения поле на зеркалах  
 соотв. колебаниям, к-рые наз.  
 нормальными колебаниями  
 (модами)

### Типы резонаторов

1) Плоский (Фабри-Перо)

Достоинства:

- максимальная направленность

Недостатки:

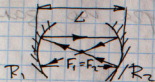
- слабая концентрация поля у осей  
 (поле занимает весь резонатор)  
 - необходимость точной юстировки

зеркал;

— большие дифракционные потери.

Исп. в твердотельных и полупроводниковых лазерах по необходимости

2) Конфокальный — образованный сферич. зеркалами с совпадающими фокусами экв. параболоидов.



$$L = \frac{R_1}{2} + \frac{R_2}{2} = f_1 + f_2$$

При  $R_1 = R_2$  резонатор называется симметричным.

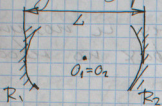
Достоинства:

- поле сосредоточено у оси;
- дифракционные потери малы; мала и пороговая мощность накачки;
- меньше требования к настройке, ибо малые наклоны зеркал не влияют на св-ва резонатора.

Недостатки:

- малый объем акт. среды; малый энергосъем;
- чувствителен к осевым разностям фокал.

3). Концентрический - центры кривизны зеркал совпадают.



$$L = R_1 + R_2$$

4). Полусферический

5). Кольцевой - обесполюсованная фасеточная структура по замкнутому контуру.

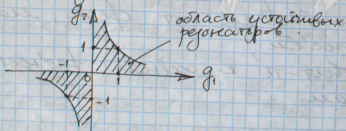


В-ва устойчивости резонатора описывается параболой

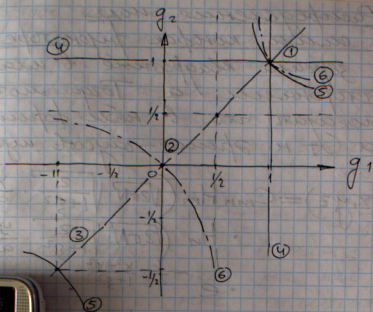
$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}; \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

Условие замкнутого хода лучей имеет вид

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1$$





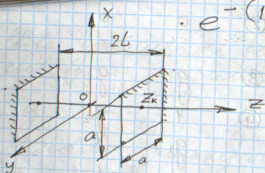


	№	$g_1$	$g_2$
симметрический	①	1	1
симметр. коэфок!	②	0	0
симметр.	③	$g$	$g$
полусферич.	④	1	$g_2$
		$g_1$	1
концентрич.	⑤	$g_1$	$\frac{1}{g_1}$
несимметр. коэфок.	⑥	$g_1$	$\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{g_1} - \frac{1}{2}$

Неустойчивость фазатора понижается в том смысле, что при уменьшении его длины на малую величину  $\Delta$  путь неограниченно уходит от первоначального замкнутого пути.

Распределение поля  
в симм. конфокальном резонаторе  
 Плоское зеркало квадратное в плане  
 со сторонами  $a$ . Тогда можно  
 показать, что в нём форми-  
 руется н.н. Эрмита-гаусов пучок

$$U_{mn}(x, y, z) = C_{mn} H_m \left( \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} \frac{x}{a} \right) \cdot H_n \left( \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} \frac{y}{a} \right) \cdot e^{-\frac{k}{L} \frac{x^2+y^2}{1+\xi^2}} \cdot e^{-ikL \frac{1+\xi}{2} + ikL \xi \frac{z^2+y^2}{1+\xi^2}} \cdot e^{-(1+m+n) \left( \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{1-\xi}{1+\xi} \right)}$$



В ф-ле

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число;

$C_{mn}$  - амплитуда электр. поля;

$H_m, H_n$  - полиномы Чебышева-Эрмита;

$\xi = \frac{z}{L}$  - отн. продольная координата;

$L = 2L = z_k$  - параметр конфокальности;

$N = \frac{a^2}{\lambda L}$  - число Френеля;

$C_{mn}$  - константа

Порядок полинома Чебышева и определяет число переменных знака Эпюра электрич. напряженности.

В фазовом множителе нас интересует только быстроизменяющаяся часть, содержащая  $ikL$ :

$$\psi(x, y, \xi) = -kL \frac{1+\xi}{2} + kL \xi \frac{x^2+y^2}{1+\xi^2}$$

Рассмотрим  $\psi$  вблизи  $\xi = \xi_0$ .

Эта величина на оси и в стороне от нее отклоняется на

$$kL \xi_0 \frac{x^2+y^2}{1+\xi_0^2}, \text{ т.е. фронт не плоский. Ур-е}$$

фронта, т.е. пов-сти, вдоль к-рой  $\psi = \text{const}$ , получается из условия

$$\psi(x, y, \xi) = \psi(0, 0, \xi_0)$$

Ищем:

$$\xi - \xi_0 \sim \frac{1}{L^2} \xi_0 \frac{x^2+y^2}{1+\xi_0^2},$$

т.е. фронт свл. параболоидом.

Поскольку  $a \ll L$ , то его можно заменить сферой с экв. радиусом

$$R(\xi) = L \frac{1+\xi^2}{\xi_0}$$

или

$$R(z) = z + \frac{L^2}{z}$$

Рассмотрим случаи:

- 1)  $z=0$ ;  $R(z)=\infty$ . Фронт плоский.
- 2)  $z=\pm L$ ;  $R(z)=\pm 2L$ . Радиус кривизны волнового фронта равен радиусу зеркала. Значение фазы на зеркале постоянно.

### Параметры гауссова пучка

Рассмотрим моду  $\text{TEM}_{000}$ . Радиус пучка  $r$ . Найдём из условия —

$$e^{-\frac{2\pi}{\lambda L} \left( \frac{x^2+y^2}{1+\frac{z^2}{L^2}} \right)} = \frac{1}{e}$$

Именно;

$$r = \sqrt{x^2+y^2} = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L}\right)^2} = r(z)$$

Радиус перетяжки пучка

$$r_{\min} = r(0) = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}}$$

расходимость пучка (угол, в пределах к-рого расширяется пучок)

$$\begin{aligned} 2\theta &= \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2r(z)}{z} = \\ &= \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2 \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L}\right)^2}}{z} = \\ &= 2 \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}} \cdot \frac{1}{L} = \sqrt{\frac{2\lambda}{\pi L}} \end{aligned}$$

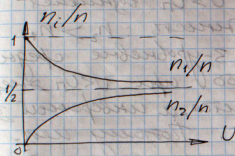


## Активные лазерные среды

Источники энергии накачки:

- тепловое излучение;
- световое излучение (опт. накачка);
- электр. разряд;
- перепад давлений (механ. накачка)

Построим зависимость приведенных кол-в частиц на верхнем ( $n_2$ ) и нижнем ( $n_1$ ) уровнях двухуровневой с-мы с  $g_1 = g_2 = g$  от энергии накачки  $U$



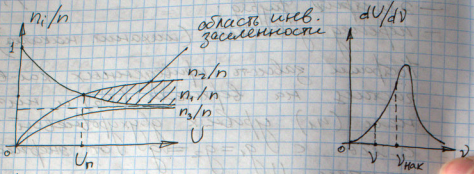
$$n = n_1 + n_2$$

Видно, что всегда  $n_1 > n_2$ , т.е. инверсия заселенности не достигается, поэтому исп. двухуровневой с-мы:

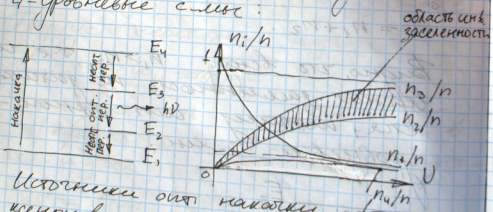


Оказывается, что накачка, софржженная

с переходом  $1 \rightarrow 3$ , эффективнее накачки с переходом  $1 \rightarrow 2$ , поскольку  $\nu_{\text{нак}}$  ближе к максимальной спектр. плотности источника накачки, чем  $\nu$ :



Видно, что при  $U > U_p$  возникает инверсная заселенность:  $n_2 > n_1$ . Тем не менее, 3-уровневые среды неэффективны, ибо при  $U < U_p$  энергия затрачивается, а инверсной заселенности нет. Поэтому исп. 4-уровневые среды:



Источники спонт. накачки - лампы, квантовые УФ-лазеры. Это выгодно тем, что необходимо обогнать  $\nu_{\text{нак}} > \nu$ , т.е. излучение накачки д.б. смещено в высо-

оптиму область спектра.

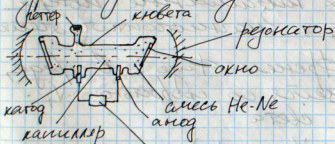
### Типы акт. сред

- твердые;
- газоповые;
- жидкие;
- ионизированные газовые.

Наиб. применение нашли газоповые и иониз. среды. Остановились на газоповых средах.

[Упомянуть достоинства и недостатки тв. сред]

He-Ne лазер представляет собой 4-уровневую схему.



исх. накачки (разряда)

Геттер служит для поглощения примесей

Эффекты, приводящие к сдвигу нуля лазерного микроскопа

Для идеального микроскопа

$$\Delta \nu_{\text{ген}} = K_1 \Omega,$$

для реального микроскопа

$$\Delta \nu_{\text{ген}} = K_1 \Omega + K_0 + \frac{K_{-1}}{\Omega};$$

при  $K_{-1} = 0$ , т.е. при отсречивании



кешинейных эффектов, имеем:

$\Delta \nu_{\text{ген}} = K \cdot \Omega + \Delta \nu_0$ , где обозначено:  $K = K_1$ ,  $\Delta \nu_0 = K_0$ . Величина  $\Delta \nu_0$  наз. сдвигом нуля или неизменностью частоты.

Эффекты, вызывающие  $\Delta \nu_0$ :

- разность потерь для встречных волн.

а) взаимное наложение арт. фазы.

б) ангулярное рассеяние.

в) исл. оптич. эфф., вызывающих взаимные потери (в т.ч. магнитооптич. эфф.)

- эффект Френкеля-Фица: в фазе, движущейся со скоростью  $V$ , скорость света

$$v = \frac{c}{n} \pm \frac{V}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

где "+" соотв.  $\vec{c} \uparrow \uparrow \vec{V}$ . Для контурной длины  $L$  и оптич. длины

$$L = \int n dl, \text{ имеем}$$

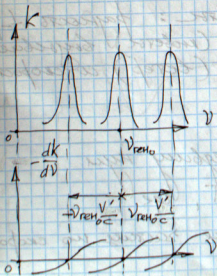
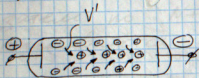
$$\Delta \nu_0 = \frac{2}{\lambda} \cdot \frac{\int (n^2 - 1) V dl}{L}$$

Если длина арт. фазы  $L_0$ , то

$$\Delta \nu_0 = 2 (n^2 - 1) V \cdot \frac{L_0}{\lambda L}$$



- дрейф активных атомов при возмущении фазы в акт. элте иото-анниии токми (эффект Лэнгмюра):  
 E зарегают стенки объема, в к-ром происходит фазид; этот иротогнойт заряд сканивается в стенки; полотит заряд ионифиците к оси - там, где ирасирветовне волны. К скорости  $v$  движения ионов в фазиде до-бавляется скорость  $v'$  от возник-шей фазности давлений и, т.о., доплеровское изменение спектр. ли-ний.



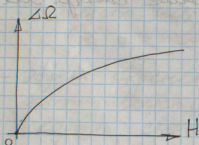
Попробим вых. функцию записать

$$\Delta v_{\text{ген}} = K \cdot \Omega \left[ 1 + \frac{1}{\Delta v_{\text{аэрод}}} \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \right], \text{ где}$$

$$\sigma = \frac{dk}{dv}$$

$$\xi = \frac{v_{\text{ген}} - v_{\text{аэрод}}}{\Delta v_{\text{аэрод}}}$$

- дифракция отраженных волн на эл-тах рефлектора: если оптич. эл-ты не соосны, то часть потока дна - фокусируется; фазовые центры колеблются искривляются фазово.
- магнитное поле;



- тепловые градиенты: разность  $t - p \Delta T$  на краях сосуда (ковчег) вызывает термоскопичность (ветер) со скоростью

$$\vec{V} = \mu \text{grad } T.$$

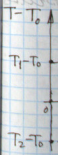
Это приводит к сдвигу нуля

$$\Delta v_0 = \frac{2\alpha}{4\lambda^2} \frac{\partial n}{\partial v} \mu \Delta T, \text{ где}$$

$\frac{\partial n}{\partial v}$  - дисперсионное отношение по скоростям

Кроме  
уши  
при  
аэрод  
(см.  
та  
уш  
св-

три  
ставл



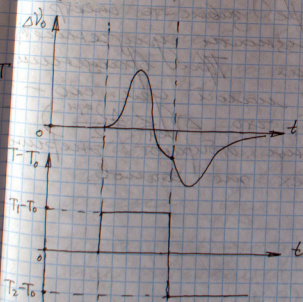
Кроме того, при изменении  $t$ -фаз  
 изменяется диаметр фюзеляжа, что  
 приводит к раз'гопировке, ди-  
 афрагированию гаси потока  
 (см. выше), изменению содер-  
 жания примесей в газе,  
 изменению фазовых свойств  
 св-в зеркала.

### $t$ -ная калибровка

При калибровке свдм нуль пред-  
 ставляется в виде

$$\Delta V_0 = A_0 + \sum_{i=1}^N A_i T^i;$$

затем по  $N+1$  измеренным  $t$ -фаз  
 отсчитываются коэф.  $A_0, \dots, A_N$ .



Разность  $t$ -ры краёв акт. среды

$$\Delta T = (T_{i+1} - T_i) \cdot \frac{t}{\tau} \cdot e^{-t/\tau}, \text{ где}$$

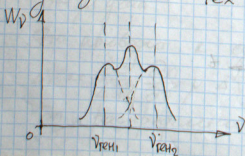
$T_{i+1} - T_i$  - временной скачок  $t$ -ры;  
 $t$  - постоянная времени.

Для увеличения  $t$ -ной  $x$ -ки нужно в термодатчика: один чувствитель  $t$ -ру  $T_0$  блока, другой - основанию  $T_0$ .  
 Благодаря этому можно ввести коррекцию

$$\Delta V_{\text{тер}} = A_0 + A_1 T_0 + A_2 T_0^2 + B(T_0 - T_{0c})$$

$T_0$ -о, оир. коэфф. должны проводиться в собранном приборе

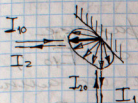
- конкуренция мод: в отличие от линейного резонатора, в кольцевом резонаторе завис-ть спектр. плотности мощности излучения  $W_p$  от частоты  $\nu$  иная. При вращении резонатора с малой угл. скоростью (такой, что  $\Delta \nu_{\text{ген}} < \frac{\Delta \nu_{\text{огн}}}{2}$ ) все резонансные волны отбирают энергию у одних и тех же атомов.





Из-за неизбежной асимметрии фазатора волнам "достается" неравное число атомов. В результате интенсивности встречных волн становятся фазированными.

Взаимодействие встречных волн в кольцевом лаузовом лазере.



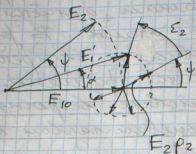
$$I_1 = I_{10}(1 - r_{s1});$$

$$I_2 = I_{20}(1 - r_{s2});$$

Здесь  $r_s$  - коэфф. рассеяния на неоднородностях зеркала. В результате этого рассеяния часть рассеявшейся энергии  $I_{10} - I_1 = I_{10} r_{s1}$  распространяется в направлении обратной волны  $I_2$ . При малой фазности частот волн  $I_1$  и  $I_2$  эта часть искажает волну  $I_2$  - происходит синхронизация волн, процессом называется нечувствительным к малым дри. скоростям.

Пусть  $E(t)$  - напряженность электрич. поля в i-й волне.

$$E_i(t) = E_{i0} e^{j\varphi_i(t)}, \quad i = \overline{1, 2}.$$



На данной вект. диаграмме ось жестко связана с  $E_{10}$ ;  
 $p_2 = \sqrt{\frac{\Sigma \epsilon_2^2 \theta}{4\pi}}$  - коэфф. рассеяния по амплитуде, нормированный на  $4\pi$  сф

$\psi = \langle \phi_2(t) - \phi_1(t) \rangle$  - разность фаз волн;

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = 2\pi \Delta \nu_{\text{ген}}; \quad (*)$$

$\epsilon_2$  - фаза рассеяния,

Вектор электр. поле 2-й волны вращается отн. вектора электр. поле 1-й волны. Уг-ра рассеяния 2-й волны в  $\theta$ -ю с коэфф.  $\epsilon_2$  и фазой  $\epsilon_2$  образуется новая волна  $E_1'$  сложением невозмущенной 1-й волны и рассеянной 2-й волны. Волна  $E_1'$  оказывается промодулированной по частоте и фазе 2-й волной, так что частота волны  $E_1'$  искажается на  $\Delta \nu_{\text{ген}} = \frac{\partial \epsilon}{\partial t} / 2\pi L$ , так что

$$\delta \nu_{\text{ген}} =$$

$$\Delta \nu_3 =$$

$$\psi =$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} =$$

$$\text{и}$$

$$\text{ср}$$

$$\frac{1}{2\pi}$$

$$\epsilon =$$

$$\theta \text{ при}$$

$$\Delta \nu_3 =$$

$$E_{\text{ам}}$$

$$\text{если}$$

$$\Delta \nu_{\text{ген}}^{\text{из}}$$

$$\alpha = \frac{2\pi L \delta V_{\text{ген}}}{c}$$

Уг. покл. соотношений

$$\alpha = \arcsin \left( \frac{E_2 \rho_2}{E_1'} \cdot \sin(\psi + \varepsilon_2) \right)$$

Для малых углов  $\alpha$

$$\delta V_{\text{ген}} = \frac{c \rho_2}{2\pi L} \cdot \frac{E_2}{E_1'} \sin(\varepsilon_2 + \psi), \text{ где}$$

$\Delta V_3$

$\Delta V_3$  — ширина захвата (синхронизации волн).

Уг. за малыми захвата — выраже-  
ние (\*) принимает вид:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = 2\pi \Delta V_{\text{ген}} - 2\pi \Delta V_3 \sin(\psi + \varepsilon_2)$$

или, при еще более точной по-  
становке задачи,

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = (1 + \Delta K) \Delta V_{\text{ген}} + \Delta V_0 - \Delta V_3 \cdot \sin(\psi + \varepsilon), \text{ где}$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$$

При  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \pi$ ;  $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ ;  $E_1' = E_2$

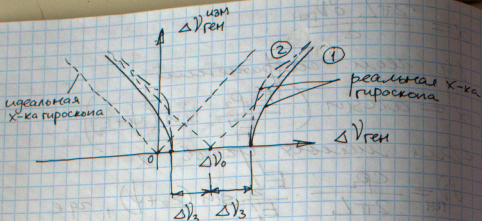
$$\Delta V_3 = \frac{\rho c}{2\pi L}$$

Если  $\Delta V_{\text{ген}} \leq \Delta V_3$ , то  $\Delta V_{\text{ген}}^{\text{изм}} = 0$ ;

если  $\Delta V_{\text{ген}} > \Delta V_3$ , то

$$\Delta V_{\text{ген}}^{\text{изм}} = \sqrt{[(1 + \Delta K) \Delta V_{\text{ген}} + \Delta V_0]^2 - \Delta V_3^2}$$





Здесь  $\Delta\nu_{\text{ген}} = K\Omega$  — "истинный" сдвиг частоты;  $\Delta\nu_{\text{ген}}^{\text{изм}}$  — реально измеренное значение этого сдвига.

Если  $\Delta\nu_{\text{ген}} \gg \Delta\nu_3$ , то

$$\Delta\nu_{\text{ген}}^{\text{изм}} = (1+K) \cdot \Delta\nu_{\text{ген}} + \Delta\nu_0 + \frac{c\rho_1\rho_2}{L^2 \cdot 2\Delta\nu_{\text{ген}}} \left[ \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - \frac{\rho - \tau}{\beta - \xi} \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \right]$$

где  $\rho, \tau, \beta, \xi$  — параметры рассеяния.

В зависимости от параметров рассеяния X-ка гироскопа имеет либо вид ①, либо вид ② (см. рис. выше)

Вывод: связь встречных волн за счет рассеяния вызывает существование

изменения X-к гироскопа: появляется область захвата и нелинейность. Ост. погрешность вносит изменение во времени параметров сдвига  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \xi$  и т.п.



Методы уменьшения зоны захвата  
 В пределах телесного угла  $4\pi$  ср.  
 рассеивается энергия  $I_0 \Omega_3$ , а в  
 пределах интересующего нас  
 угла  $\theta$  - энергия  $I_0 \rho^2$ .

$$\frac{\theta}{4\pi} = \frac{\rho^2}{\Omega_3};$$

$$\rho = \sqrt{\frac{\Omega_3 \theta}{4\pi}}$$

Угол  $\theta$  ограничен углом дифракции на эл-тах рефлектора  $x$ -ного диаметра  $D$ :

$$\theta_{\min} = \theta_{\text{дифр}} = \pi \cdot \left( \frac{1,22 \lambda}{2D} \right)^2 \approx \frac{\pi \lambda^2}{4D^2}$$

Отсюда

$$\frac{\rho^2}{\Omega_3} = \frac{\pi \lambda^2}{4D^2 \cdot 4\pi} = \frac{\lambda^2}{16D^2} \quad (**)$$

Далее, как было показано выше,

$$\Delta V_3 = \frac{\rho c E_2}{2\pi L E_1} = K \Omega_3 = \frac{4S}{\lambda L} \Omega_3 \quad (***)$$

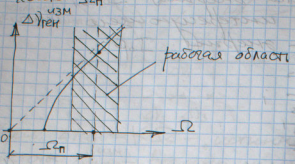
Из (\*\*) и (\*\*\*) получили значение пороговой угол. скорости захвата:

$$\Omega_3 = \frac{c \lambda^2 \cdot \sqrt{E_2}}{32\pi S D}$$

Пример.  $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ ;  $D = 0,05 \text{ см}$ ;  $\sqrt{E_2} = 9,01$ ;  
 $L = 40 \text{ см}$ ;  $\Omega_3 = 500^\circ/\text{с}$ .

Методы доброты:

1) Постоянное смещение  $\omega$  зоны захвата  $\Omega_n$



— вращение фазового угла с угл. скоростью  $\Omega_n$  (частотная подстройка)

Недостатки:

- нестабильность  $\Omega_n$ ;
- сложность реализации.
- ферривибное (магнитиковое) вращение на точно фиксированный угол.
- использование нелинейных оптич. эффектов, напр. магнитооптич. эффекта Фарадея — изменение коэф. преломления однородного в-ва при помещении в-ва в продольное магнитное поле. Чувствит-ть среды опр. постоянной Верде  $V_M$ . Разность показателей преломления лево- и правополяризованных волн

$$\Delta n = \pm \frac{V_M H \lambda}{\pi} \cos \alpha, \text{ где}$$

$H - K$   
 $\alpha = \dots$   
 $1/1$



Физ...  
 м...  
 ф...  
 м...  
 м...  
 ст...  
  
 и.ласт...

При и...  
 $\Delta n_i$   
 Также  
 фаз...  
 нал...

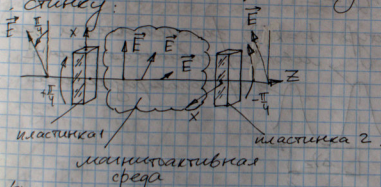
$H$  - напряженность магн. поля;  
 $\alpha = \alpha(H, k)$ .

У-ра малом  $\Delta l$  образуется фаза  
 разность фаз встречных волн  $\Delta\psi$  и  
 фаза разности частот  $\Delta\nu_{\phi}$ :

$$\Delta\nu_{\phi} = \frac{\Delta\psi}{2\pi} \cdot \frac{c}{L} = \frac{1}{\pi} V_M H L_M \cdot \frac{c}{L}, \text{ где}$$

$L_M$  - длина магнитоактивной среды.

Для возникновения эффекта у-  
 мурения д.б. поляризованные по  
 кругу. Чтобы преобразовать плоско-  
 полярную поляризацию в круговую,  
 вст.  $\pm$  к. четвертьволновой пла-  
 стинки:

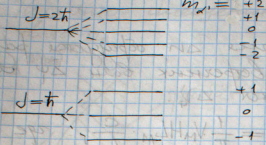


При параллельных  $H$  можно получить  
 $\Delta\nu_{\phi}$ , соотв. угл. скорости до  $10^5$  / $2$

Также им. эффект Зеемана -  
 расщепление энерг. уровней при  
 наложении внеш. магн. поля

$H=0$

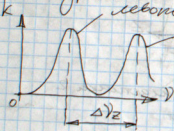
$H \neq 0$



$m_l$  - магн. квантовое число;  
 $J$  - суммарный угл. момент  
 По правилам отбора разрешены  
 только те квантовые переходы,  
 для  $k$ -фотон

$$\Delta m_l = \pm 1$$

Контура  $k=k(\nu)$  расщепляется на две:  
 левонаправленная волна  
 правонаправленная волна



$$\Delta \nu_z = \frac{2g\beta}{h} H, \text{ где}$$

$g$  - фактор расщепления;  
 $\beta$  - магнетон Бора;  
 $H$  - напряженность магн. поля

Тогда фреоканские частоты лево-  
 и правонаправленных волн, "вы-  
 соенные" из контура  $k=k(\nu)$  м-



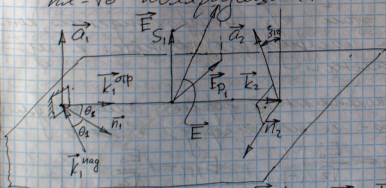
$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{a}_1 = \dots \\ \vec{a}_2 = \dots \end{array} \right.$$



нейгатывним спектром резонатора, эмитируются влево и вправо от угло. В контуре с 2 четверть-волновыми пластинками направление фазир. волны определяет и направление поляризации, поэтому частоты выходящих волн начинают отклоняться.

Пример:  $\Delta\nu^{\text{неогн}} = 1500 \text{ МГц}$ ;  
 $\Delta\nu_2 = 72 \text{ МГц}$ ;  
 $\Delta\nu_3 = 1,5 \text{ кГц}$

— создание немлоского резонатора. В млоском резонаторе мл-ть поляризации зеркалами не учитывается. Немлоский резонатор даже при млоских зеркалах имеет мл-ть поляризации.



$$\vec{a}_1 = \frac{\vec{n}_1 \times \vec{k}_1^{\text{ног}}}{\sin \theta_1} = -\frac{\vec{n}_1 \times \vec{k}_1^{\text{отр}}}{\sin \theta_1} = -\frac{\vec{n}_1 \times \vec{k}_2}{\sin \theta_1}$$

$$\vec{a}_2 = \frac{\vec{n}_2 \times \vec{k}_2}{\sin \theta_2}$$

$$\xi_{12} = \angle(\vec{a}_1, \vec{a}_2);$$

$$\begin{cases} E_{P2} = E_{P1} \cos \xi_{12} + E_{S1} \sin \xi_{12} \\ E_{S2} = -E_{P1} \sin \xi_{12} + E_{S1} \cos \xi_{12} \end{cases}$$

или, в матричной форме,

$$\begin{bmatrix} E_{P2} \\ E_{S2} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos \xi_{12} & \sin \xi_{12} \\ -\sin \xi_{12} & \cos \xi_{12} \end{bmatrix}}_{R_{12}} \cdot \begin{bmatrix} E_{P1} \\ E_{S1} \end{bmatrix}$$

Для  $s$ -мг  $N$  зеркал

$$\begin{bmatrix} E_{PN} \\ E_{SN} \end{bmatrix} = R_{N-1, N} \cdot \dots \cdot R_{12} \cdot \begin{bmatrix} E_{P1} \\ E_{S1} \end{bmatrix}$$

У условия поворота поперечности на  $\frac{\pi}{2}$  при прохождении всего контура

$$\prod_{i=1}^N R_{i-1, i} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$$

При этом  $\pi/2$  4 прохождения контура поперечность вернется к изначальной.

В комплексной форме имеем: для право- и левопоперч. волн:

$$E_{ПП} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}, \quad E_{ЛП} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$$

После прохождения контура

$$E_{ПП}^N = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} = -j E_{ПП} = E_{ПП} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}}$$

$$E_{\text{ЛП}}^N = j E_{\text{ЛП}} = E_{\text{ЛП}} e^{j\frac{\pi}{2}}$$

Т.о., угол м/у ил-тими намерца-ции  $E_{\text{ПП}}^N$  и  $E_{\text{ЛП}}^N$  и, соотв., фазность фазы равны  $\pi$ .

Радионамерцованные волны по-лучают фазные набеги фаз при отражении от зеркал.

Это, возникает и фазность частот

$$\Delta\omega = \frac{\Delta\varphi}{4/c}$$

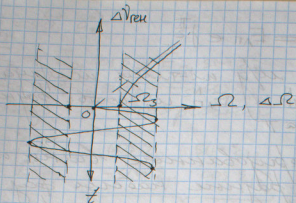
$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{\Delta\varphi}{2\pi \cdot 4/c} = \frac{\nu}{2 \cdot 4/c} = \frac{c}{2L}$$



Кеплюский контур:

- обеспечивает генерацию волн с круговой намерцазией;
- расщепляет частоты ветвевых волн в зависимости от геометрии контура (напр., от угла  $\alpha$ )

2) Знакопеременное смещение зон захвата.



Амплитуда  $\Delta\Omega(t)$  выбирается настолько большой, чтобы большую часть брашии пьезокон превращал в линейную область

- создание переменного магн. поля

Достоинства:

- реализация любого з-на  $\Delta\Omega(t)$

Недостатки:

- строгая симметричность з-на  $\Delta\Omega(t)$ ; асимметрия приводит к дрейфу пьезокон.

- реализация крутильных колебаний посредством мкво - или д-м з-тов

Достоинства:

- отсутствие взаимных з-тов;
- нет эффекта накачивания,  $1/600$  ватт
- важная асимметрия  $\Delta\Omega(t)$

Недостатки:

- нечётность;
- наличие подвижных частей;
- подверженность ударам.

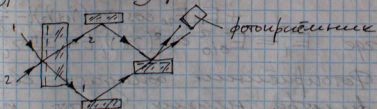


Несмотря на недостатки, обычно исп. именно этот метод.

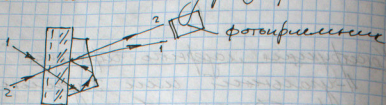
### Конструкция лазерного триагона

Исп. 4-угольный или 3-угольный рефлектор. Достаточное количество отражателей, тогда, меньше потери, проще юстировка. Недостатки — меньше коэффициент, большие дополнительные потери, большая зона захвата.

Отражатели — зеркала или призмы полного внутреннего отражения. Зеркала труднее юстировать; для них более жесткие требования к покрытию; затруднен обмен информацией: угол между зеркалами  $60^\circ$  или  $90^\circ$ , поэтому для наблюдения интерференции лучей нужны деп. зеркала, кроме осн. полуотражающего зеркала:



Выводим исп. схему с доп. приу-  
мой полного выпр. отражения.

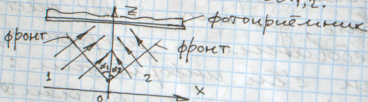


Еще лучше применить вместо  
зеркал приуи полного выпр. от-  
ражения; для вывода исп. ка-  
тушки полного выпр. отраже-  
ния.

Выделение сигнала с помощью  
вспог. вали

$$E_{1,2} = E_{1,20} \cos(2\pi \nu_{1,2} t + \frac{2\pi}{\lambda} r_{1,2}), \text{ где}$$

$$r_{1,2} = x \sin \alpha_{1,2} - z \cos \alpha_{1,2}.$$



Фотоприёмник регистрирует интенсив-  
ность

$$I = \tilde{E}_1^2 + \tilde{E}_2^2 + E_{10} E_{20} \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t - \frac{2\pi}{\lambda} x (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2)] +$$

$$+ E_{10} E_{20} \cos[2\pi(\nu_1 + \nu_2)t - \frac{2\pi}{\lambda} x (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2)]$$

где  $\tilde{E}_i = E_{i0}^2 \cos^2(2\pi \nu_i t + \frac{2\pi}{\lambda} r_i)$

Фотоприёмник обладает св-вами  
фильтра нулевых частот, поэтому  
сигнала с высокими частот.

такие  $\nu_1, \nu_2, \nu_1 + \nu_2$  осредняются. Оста-  
ется информативным только си-  
нал

$$I = E_{10} E_{20} \cos \left[ 2\pi(\nu_1 - \nu_2)t - \frac{2\pi}{\lambda} x (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2) \right]$$

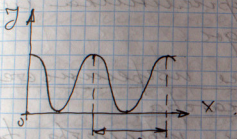
с малой разностью  $\nu_1 - \nu_2$ . Проана-  
лизируем его.

Пусть  $\alpha_0 = \alpha_1 = -\alpha_2$ ;  $E_0 = E_{10} = E_{20}$ . Тогда

$$I = E_0^2 \cos \left[ 2\pi \Delta \nu_{\text{ген}} t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2x \sin \alpha_0 \right]$$

Пусть  $\Delta \nu_{\text{ген}} = 0$ . Тогда при малом  $\alpha_0$

$$I = E_0^2 \cos \frac{4\pi}{\lambda} \alpha_0 x; \quad \varphi_I = \frac{4\pi}{\lambda} \alpha_0 x = \varphi_I(x)$$



Пусть  $\Delta \nu_{\text{ген}} \neq 0$ . Тогда

$$\varphi_I = 2\pi \Delta \nu_{\text{ген}} t - \frac{4\pi}{\lambda} x \alpha_0 = \varphi_I(x, t)$$

Интерференционная картина  
стала подвижной.

Для максимума

$$\frac{d \varphi_I}{dt} = 2\pi \Delta \nu_{\text{ген}} - \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{dx}{dt} \cdot \alpha_0 = 0;$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\lambda}{2 \cdot 4\pi} \cdot \frac{2\pi \Delta \nu_{\text{ген}}}{\alpha_0} = \frac{\lambda \Delta \nu_{\text{ген}}}{2 \alpha_0}$$

Т.о., картинка движется со скоростью  $\frac{\lambda \Delta \gamma_{\text{ген}}}{2\alpha_0}$

Идеальный фотоприемник имеет бесконечно узкую апертуру  $\Delta \gamma_{\text{фп}}$ . Для реального фотоприемника требуются

$$\Delta \gamma_{\text{фп}} \ll d = \frac{\lambda}{2\alpha_0}$$

Для определения направления движения картинки чел. 2 фотоприемника, смещенные на  $\pi/4$ .

В кат-ве фотоприемника чел. обычно фотодиоды.

### Компенсация погрешностей фазокатора

С-ма фазировки периметра фазокатора обычно представляет собой устр-ва смещения 1 и 2 зеркала вдоль нормали.

Схемы возбуждения газовой лампы  
Процесс передачи энергии от источника к акт среде происходит посредством разряда.

### X-ки разряда:

- плотность тока;
- прозрачность эл. поля;



- диаметр канала фазреда;
- давление газа в фазридной протектурке.

### Типы фазредов:

- поперечный - мжу 2 протектурными эл-дами;
- продольный - мжу 2 эл-дами по краям акт. канала.

Обычно исп. продольный фазред.

### Типы фазредов по возбуждению:

- пост. ток;
- высокогазовый;
- вакуумированный.

Достоинства 1-го метода - увеличенная длина акт. среды, малый уровень помех; недостатки - потребность в высококачественной иголке, необходимость поддержания баланса токов, невозможность исп. при переменных обратных.

Достоинства 2-го метода - заселяются верхние энергет. уровни, выше ишвертность заселенности; большее кол-во атомов He с широкой энергет. (He-буферный газ); мжу-

кое напряжение фазы, его, большой срок службы.

### Классификация погрешностей

1) Методические - связанные с режимом работы (напр., нелинейность  $\Delta V_{ген}(\Omega)$  от изменения  $t$ -фаз, давления акт. среды).

2) Инструментальные - связанные с несовершенством конструкции и неточностью настройки, технич. флуктуациями, вызванные:

- сверхтоки при изменении  $t$ -фазы  $f$  и изменении  $t$ -фазы внеш. среды, приводящей к деформации фазоватора: изменение частота генерации и т.п.;

- нестабильностью тока фазы, приводящей к изменению индуктивности вращающихся валов и сдвигу нуля;

- стеной вывода из зоны захвата

Масштаб. коэфф гироскопа  
как метрологич. х-ка

При повороте на 1 оборот кол-во импульсов

$$N_{2\pi}' = K \cdot 2\pi$$

Дрейф нуля

связи выходящего "нулевого сигнала" во времени

$$\Omega_0 = \Omega_0(t)$$

Нестабильность нуля

уменьшение вых. сигнала при пост. значении угл. скорости

$$\delta\Omega_0 = K \frac{\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_i' - \bar{N}')^2}}{t}, \text{ где}$$

$N_i'$  - число импульсов в  $i$ -м опыте;

$n$  - кол-во опытов.

Вероятност. связь нуля

опр. коэфф.  $R$ , равный среднеквадратич. отклонению нуля за время  $t$ :

$$\sigma[\Omega_0] = R \cdot t;$$

$$R = \frac{\sigma[\Omega_0]}{\sqrt{t}}, \quad [R] = \frac{\%}{\sqrt{e}}.$$

Многократные лазерные иррадиации  
 Для удержания захвата вместо 2  
 волн исп. 4 волны: в резонатор  
 вводится ячейка Фарадея и анизо-  
 тропную пластинку так, чтобы  
 опт. ось пластинки совпала  
 с опт. осью резонатора. Пластин-  
 ка вводит поляризационную  
 анизотропию волн, не зависящую  
 от направления распр. волн,  
 а ячейка Фарадея вводит ани-  
 зотропию, определенную на-  
 правлением распр. волн.

Для пластинки

$$\Delta \nu_{\parallel} = \frac{\Delta \varphi_{\parallel} c}{2\pi L}, \text{ где}$$

$\Delta \varphi_{\parallel}$  - разность фаз образующих пластинкой лево-  
 и правополяризованных волн.

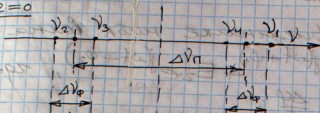
Образуется 2 "резонатора": в одном -  
 2 встречных правомер., в др.  
 2 встречных левомеризованных  
 волны. Ячейка Фарадея допол-  
 нительно изменяет частоты  
 волн в зависи-ти от направ-  
 ления распротранения. Итого  
 имеем 4 волны: с частота-  
 ми  $\nu_1, \nu_4$  - встречные левомер-  
 изованные;  $\nu_2, \nu_3$  - встречные  
 правомеризованные.



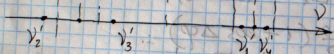
$$|\nu_2 - \nu_3| = \Delta\nu_\Phi; \quad |\nu_1 - \nu_4| = \Delta\nu_\Phi;$$

$$\left| \frac{\nu_2 + \nu_3}{2} - \frac{\nu_1 + \nu_4}{2} \right| = \Delta\nu_\Pi$$

$\Omega = 0$



$\Omega \neq 0$



$$|\nu'_2 - \nu'_3| = \Delta\nu_\Phi + K\Omega;$$

$$|\nu'_1 - \nu'_4| = \Delta\nu_\Phi - K\Omega.$$

Вых. величина

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\text{ген}} &= (\Delta\nu_\Phi + K\Omega) - (\Delta\nu_\Phi - K\Omega) = \\ &= 2K\Omega. \end{aligned}$$

Т.о., чувствительность 4-расстоянного циркулятора в 2 раза выше; вых. величина не зависит от св-в среды Фарадея, величину  $\Delta\nu_\Phi$  настраивать не нужно.

### Волоконно-оптический микроскоп

Как было показано выше,

$$\Delta\varphi = \frac{8\pi R^2 N}{c\lambda_{\text{ген}}} \Omega = \frac{4\pi R L}{c\lambda_{\text{ген}}} \Omega, \text{ где}$$

$L$  - длина волокна.

На фотоприемнике набл. волна

$$E = E_1 e^{j(\omega t + \varphi_1)} + E_2 e^{j(\omega t + \varphi_2)}, \text{ где}$$

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \frac{\Delta\varphi}{2};$$

$$\varphi_2 = \varphi_0 - \frac{\Delta\varphi}{2};$$

с интенсивностью

$$I = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2).$$

$$\text{При } E_1 = E_2 = E_0; I_0 = 4E_0^2$$

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \Delta\varphi).$$

Поскольку  $\left| \frac{dI}{d(\Delta\varphi)} \right|$  мало при ма-

лых величинах  $\Omega$  и  $\Delta\varphi$ , то прибор имеет малую чувствит-

ельность. Поэтому искусственно вы-

годят фазосдвигающий невзаим-

$$= \text{ный элемент с } \Delta\varphi' = \frac{\pi}{2}. \text{ При это}$$

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\Delta\varphi + \frac{\pi}{2})) =$$

$$= \frac{I_0}{2} (1 - \sin \Delta\varphi).$$

Величина  $\left| \frac{dI}{d(\Delta\varphi)} \right|$  в окр-ти ну-

ля выше.



Также для повышения чувствительности исл. дифф. схема:

