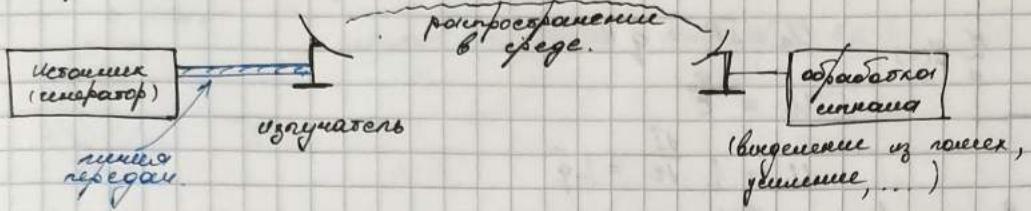


Г. С. Горелых - "комбинация "волн" - важно!

04.02.22.



Комбинационные сдвиги.

Комбинационный процесс (SCS) — процесс наращивания колебаний, если

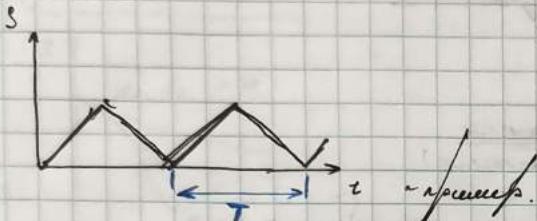
$$S(t) = S(t+\tau)$$

задается периодической

$$\varphi - \text{фаз.} (\tau - \text{период колебаний},$$

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} \sim \text{частота колебаний.}$$

$$\nu = \frac{1}{\tau} \sim \text{частота.}$$

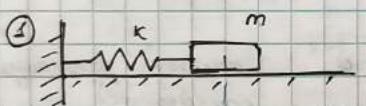


Гармонические комбинационные процессы

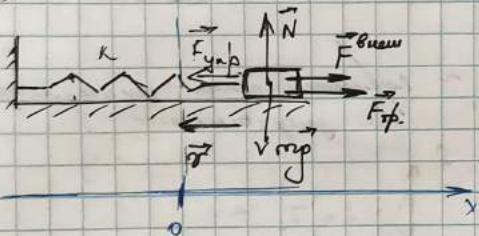
$$S(t) = A \cos(\omega t + \varphi)$$

Линейные комбинационные сдвиги с единой статической связью.

Комбинационный сдвиг = осциллятор



$$m\ddot{x} = \underbrace{m\ddot{g}}_{\text{общ.}} + \vec{N} + \vec{F}_{\text{упр}} + \vec{F}_{\text{тр}} + \vec{F}_{\text{внеш}}(t)$$

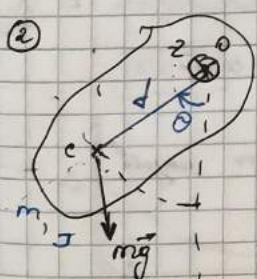


$$F_{\text{упр}} = -kx ; F_{\text{тр}} = -h\dot{x}$$

тогда зеркальное, разные масштабы

$$\text{ox: } m\ddot{x} = -kx - h\dot{x} + F_{\text{внеш}}(t)$$

$$\therefore \ddot{x} + \frac{h}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = \frac{F_{\text{внеш}}(t)}{m}$$



Резонансные колебания
J — момент инерции

$$\text{уравнение колебаний: } \frac{\partial}{\partial t} = \sqrt{J} \cdot \ddot{\theta}$$

$$\text{о.д.: } J\ddot{\theta}_2 = -mgd \sin\theta - h\dot{\theta} + \frac{M_e}{J} \text{ внеш}(t)$$

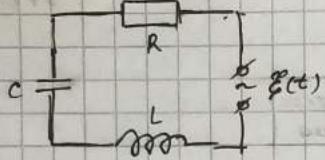
$$\therefore \ddot{\theta} + \frac{h}{J}\dot{\theta} + \frac{mgd}{J} \sin\theta = \frac{M_e \text{ внеш}(t)}{J}$$

$$\omega_2 = \frac{\dot{\theta}}{J}$$

Пуск $\theta \sim$ колебаний уравн $\Rightarrow \sin\theta \approx \theta - \frac{\dot{\theta}^2}{2!} + \dots$

$$\Rightarrow \ddot{\theta} + \frac{h}{J}\dot{\theta} + \frac{mgd}{J}\theta = \frac{M_e \text{ внеш}(t)}{J}$$

8)



$$U_R + U_L + U_C = E(t)$$

$$U_R = IR = \dot{q} R$$

$$U_C = \frac{q}{C}$$

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = L \dot{q}$$

$$\Rightarrow \ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = \frac{E(t)}{L}$$

~ Исп. Кирхгоф.

С.п. 8 км

$$\delta \delta^2 > \omega_0^2$$

$$S(t) =$$

$$s \uparrow$$

Свободное колебание.

$$\ddot{s} + 2\delta \dot{s} + \omega_0^2 s = f(t)$$

Свободное
(свободное
колебание
колебание)

$$f(t) = 0 \rightarrow \ddot{s} + 2\delta \dot{s} + \omega_0^2 s = 0 \quad \sim \text{свободные колебания.}$$

$$\lambda^2 + 2\delta \lambda + \omega_0^2 = 0$$

$$\lambda_{1,2} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}$$

Решение:

a) $\omega_0^2 > \delta^2$ ~ описание концептуально двух case. ~ колебаний
nob case. ~ колебаний
case case. ~ опис. затухание

$$\lambda_{1,2} = -\delta \pm i\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = -\delta \pm i\omega_s$$

Решение приведено в конце.

$$\delta^2 = \omega_0^2$$

$$\lambda_2 = \lambda_1$$

$$S(t) =$$

$$s \uparrow$$

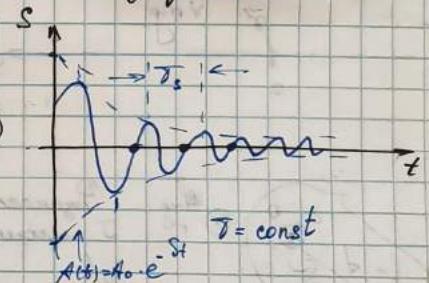
$$\omega_s = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

~ частота затухающих
колебаний.

$$S(t) = A_0 \cdot e^{-\delta t} \cos(\omega_s t + \varphi)$$

анализируя затухающие
колебания.

~ гармонический осциллятор
в затухании.

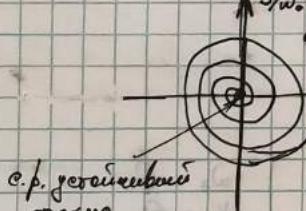


$$1) \delta - \text{норм.}$$

$$z =$$

$$A$$

Разобщенное колебание (частота не равна нулю)



С.п. устремленный
поток.

Предположим что разобщенное колебание имеет вид.

изображающейся точки.

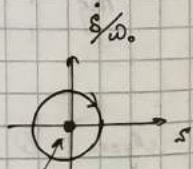
Лучше $\delta = 0$

$$S = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

$$\dot{S} = -A_0 \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

$$\begin{cases} \frac{S}{A_0} = \cos(\omega_0 t + \varphi) \\ \frac{\dot{S}}{A_0 \omega_0} = -\sin(\omega_0 t + \varphi) \end{cases}$$

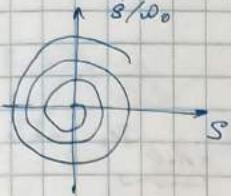
$$\rightarrow \left(\frac{S}{A_0} \right)^2 + \left(\frac{\dot{S}}{A_0 \omega_0} \right)^2 = 1$$



составное колебание
(сумма)

$$2) N - \text{норм.}$$

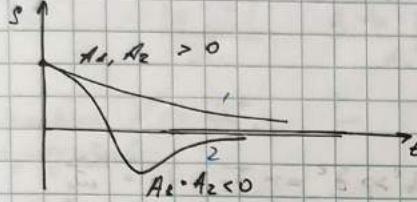
Q: В какую сторону может двигаться система?



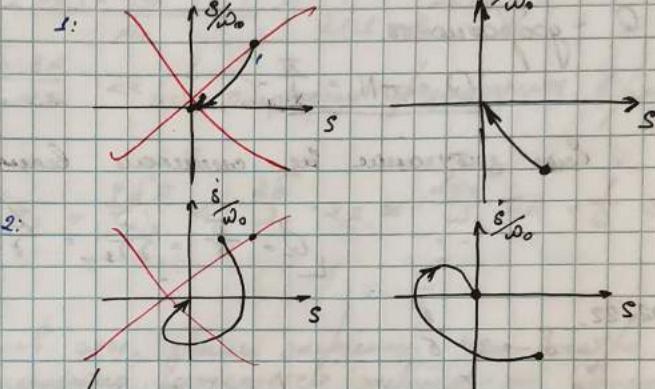
~ может ли такое быть? (Б. Бк.)

a) $\delta^2 > \omega_0^2$ - антидисперсионный процесс.

$$\left\{ \begin{array}{l} S(t) = A_1 e^{-\delta t} + A_2 e^{-\omega_0 t} \\ A_1, A_2 > 0 \end{array} \right.$$



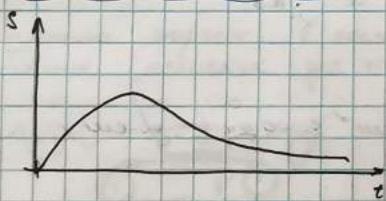
на фазовом пл-ти:



b) $\delta^2 = \omega_0^2$ ~ притяжительный процесс (неперидодический)

$$\tau_s = \tau_2 = -\delta$$

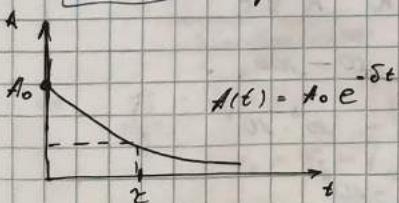
$$\left\{ \begin{array}{l} S(t) = \tau_s \cdot e^{-\delta t} + A_2 t \cdot e^{-\delta t} \\ A_2 > 0 \end{array} \right.$$



Характеристики затухания

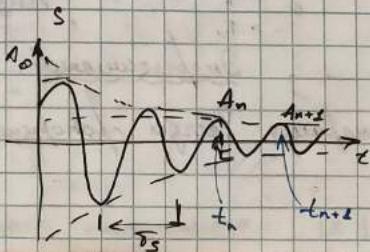
1) δ - коэффициент затухания

$\zeta = \frac{\delta}{\omega_0}$ ~ времена затухания. (время спадения амплитуды в е раз.)



2) N - число полебаний до затухания.

$$N = \frac{\zeta}{\tau_s}$$



3) $\delta = \frac{1}{N}$ ~ логарифмический дефект звукорассеяния.

$$\underline{\delta = \frac{T_0}{T} = \delta T_s}$$

$$A_n = A_0 e^{-\delta T_s}$$

$$A_{n+1} = A_0 e^{-\delta T_s} = A_0 e^{-\delta(T_n + T_s)} = A_0 e^{-\delta T_n} \cdot e^{\frac{-\delta T_s}{A_n}}$$

$$\frac{A_n}{A_{n+1}} = e^\delta \rightarrow \delta = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}}$$

4) Q ~ добротность

$$\underline{Q = \pi N = \frac{\pi}{\delta}}$$

Если звукорассеяние не слишком велико: $\omega_0^2 \gg \delta^2 \Rightarrow \delta \approx T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$
 $(\omega_0 \approx \omega)$

$$Q = \frac{\pi}{\delta} = \frac{\pi}{\delta T_s} = \frac{\pi \omega_s}{\delta \cdot 2\delta} \approx \frac{\omega_0}{2\delta}$$

07.02.22.

$$\delta \rightarrow \tau = \frac{1}{\delta}$$

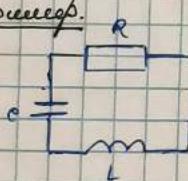
$$N = \frac{\tau}{T_s} \rightarrow \delta = \frac{1}{N}$$

$$\underline{Q = \pi N = \frac{\pi}{\delta}} \rightarrow Q = \frac{\omega_0}{2\delta}, \text{ где } \omega_0 = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \approx \omega_0$$

Звукорассеяние слабое, если $\delta \ll \omega_0^2$

$$\Rightarrow Q \approx \frac{\omega_0}{2\delta}$$

Принцип:



$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0$$

$$\ddot{q} + 2\delta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0$$

~ сопротивление с обратной связью.

$$\Rightarrow \delta = \frac{R}{2L}; \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

$$\omega_0 \gg \delta: \frac{1}{LC} \gg \frac{R}{2L} \rightarrow R \ll 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

$$\text{тогда } Q \approx \frac{\omega_0}{2\delta} = \frac{L}{\sqrt{LC} \cdot R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Характерическое значение для добротности: Радио: $Q \sim 10 - 100$

Радиолокация: $Q \sim 10^3 - 10^4$

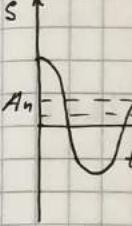
Лазеры: $Q \sim 10^5 - 10^6$

Энергетический смысл добротности Q .

$W \sim A^2$ (суммарная энергия всегда пропорциональна квадрату амплитуды) $\rightarrow W_{\text{зат}} = \frac{\pi^2}{2} \frac{A^2}{C}$

$$JW \sim 2A + A$$

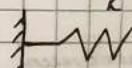
$$W_{\text{зат}} = \frac{q^2}{2C}$$



Одноим.

рабочий участок
каспик звука

Частотные колебания



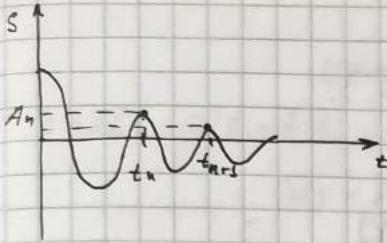
Через

$$\vec{v} =$$

OK

Напом

Радио



$$|\Delta W| = 2A_n \cdot |\Delta A_n|$$

$$|\Delta A_n| = A_n - A_{n+1}$$

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\delta t}$$

$$\Rightarrow A_n = A_0 \cdot e^{-\delta t_n} ; A_{n+1} = A_0 \cdot e^{-\delta t_n} \cdot e^{-\delta t_s}$$

$$\Rightarrow |\Delta A_n| = A_n - A_{n+1} = \underbrace{A_0 \cdot e^{-\delta t_n}}_{A_n} (1 - e^{-\delta t_s})$$

Относительное изменение энергии за период:

$$\frac{|\Delta W_n|}{W_n} = \frac{\varrho A_n \cdot |\Delta A_n|}{A_n^2} = \frac{2A_n(1 - e^{-\delta t_s})}{A_n} = 2(1 - e^{-\delta t_s})$$

если условие $\delta \ll \omega_0^2$ $\rightarrow \delta t_s = \frac{\delta \cdot 2\pi}{\omega_0} \ll 1$ (максимальное разложение в ряд)

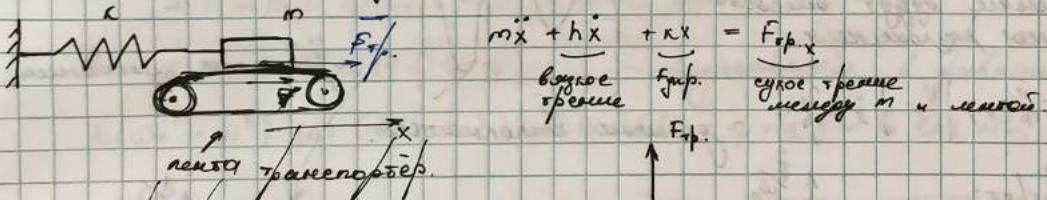
$$\frac{|\Delta W_n|}{W_n} = 2(1 - 1 + \delta t_s) = 2\delta t_s = \frac{4\sqrt{\varrho}}{\omega_0} \approx \frac{2\delta}{\omega_0} \cdot 2\pi \approx \frac{2\delta \pi}{\omega_0} \cdot 2\pi = \frac{1}{Q} \cdot 2\pi$$

$$\rightarrow Q = \frac{2\pi W_n}{|\Delta W_n|}$$

показыв. относ. измен. энергии (как бывает и неизбежно разворачивается энергия за каждые π через цикл с показанием до 2π).

Линейное движение с относительными переменами.

Изменение энергии в системе нет, т.е. это не волновое движение. (изделия другого вида)



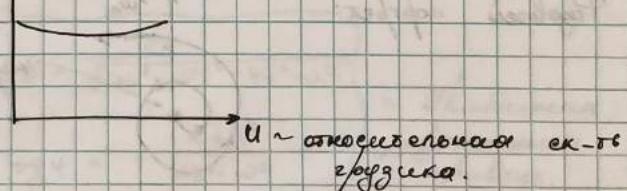
Через преобразование получаем:

$$\vec{v} = \vec{U} + \vec{V}$$

скорость ленты
транспортера.

$$\text{ок. } \frac{d_x}{\dot{x}} = U_x + V \quad (V_x = V)$$

$$U_x = \dot{v}_x - V$$



Направленный отрыв: $|v_x| < V$

$$U = |U_x| = V - v_x = V - \dot{x}$$

$$F_{exp.}(U) = F_{exp.}(V - \dot{x})$$

Проверялоось, что движение тела описывается $|\dot{x}| < V$

Рассмотрим в пред. в отв. $\ddot{x}_0 = V$

$$\Rightarrow F_{\text{р.}}(U) - F_{\text{р.}}(V - \dot{x}) = F_{\text{р.}}(V) - \dot{x} F'_{\text{р.}}(V) + \underbrace{\frac{\dot{x}^2}{2} F''_{\text{р.}}(V)}_0 - \dots$$

Тогда в.е. колебаний:

$$m \ddot{x} + (h + F'_{\text{р.}}(V)) \dot{x} + kx = F_{\text{р.}}(V)$$

посто. колебание, начальное равновесие.

$$x_0 = \frac{F_{\text{р.}}(V)}{k}$$

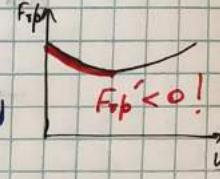
Введем собственную координату: $y = x - x_0$

$$\begin{cases} \ddot{y} = \ddot{x} \\ \dot{y} = \dot{x} \end{cases} \quad \begin{cases} m \ddot{y} + (h + F'_{\text{р.}}(V)) \dot{y} + ky = 0 \\ \ddot{y} + \frac{h + F'_{\text{р.}}(V)}{m} \dot{y} + \frac{k}{m} y = 0 \end{cases} \quad \therefore m$$

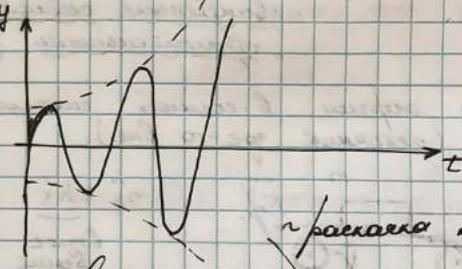
$$\Rightarrow \omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad \delta = \frac{h + F'_{\text{р.}}(V)}{m}$$

то говорят об "стремлением к зерену", т.е. $\delta < 0$

Если $h < -F'_{\text{р.}}$ $\Rightarrow \delta < 0$
ноч. отп.



$$\Rightarrow \left\{ y(t) = A_0 \cdot e^{i \delta t} \cos(\omega_s t + \varphi) \right\}, \quad \omega_s = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$



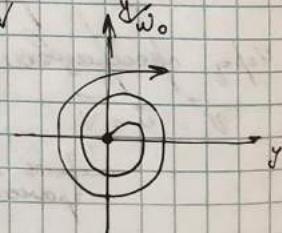
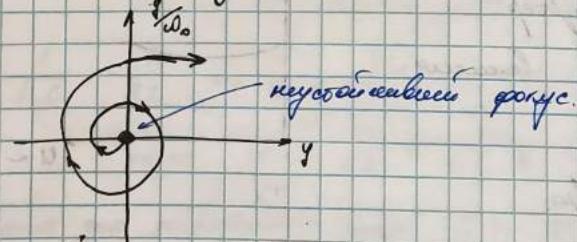
$$i \delta t < i \omega_0$$

B

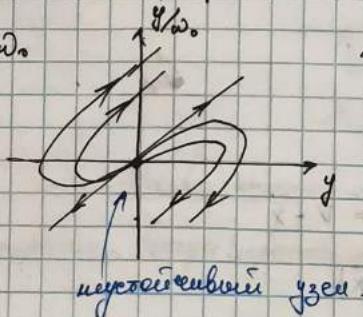
Но рано речь о резонансе, —
ибо колебание, и при котором
рассматриваемый подъём не имеет.
Прич. сжатие будет виновато
другие причины разброса.

$$\left| \frac{\dot{x}^2}{2} F''_{\text{р.}}(V) \right| < | \dot{x} F'_{\text{р.}} | \quad \sim \text{гравитационное колебание.}$$

Равн. портре:

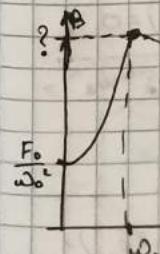


Если $| \delta | > \omega_0$



— все привычное исчезает.

Колебаний нет — неподвижно.



Случай

Члены

B

Член

B

Влияние демпфирования на общий закон колебаний осциллятора в дamped case

$$\ddot{s} + 2\delta \dot{s} + \omega_0^2 s = f(t) \sim \text{известное уравнение.}$$

$$f(t) = F_0 \cos \omega t \sim \text{гармоническое возбуждение.}$$

не обобщенное сила.

ω ~ частота внешнего возбуждения.

$$\text{Самое решение неизвестного } y(t) \text{ (ЧРНУ): } s(t) = B \cos(\omega t - \psi)$$

$$\text{Если в дифр. уравнении ОРОУ: } s(t) = A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega_0 t + \phi) \\ A_0, \phi \text{ - из нач. условий!}$$

B, ψ ~ подлежащие самим вычислить синтез!

Ищем B, ψ :

$$\text{МКА} \quad \hat{f} = F_0 e^{i\omega t} \Rightarrow \hat{F}_0 = F_0$$

$$\hat{s} = \underbrace{B e^{-i\psi}}_{\hat{B}} e^{i\omega t} = \hat{B} e^{i\omega t}$$

$$\hat{\ddot{s}} = i\omega \hat{B} e^{i\omega t}; \quad \hat{s} = -\omega^2 \hat{B} e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow -\omega^2 \hat{B} + 2\delta i\omega \hat{B} + \omega_0^2 \hat{B} = F_0 \quad \rightarrow \quad \hat{B} = \frac{F_0}{(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\delta\omega i}$$

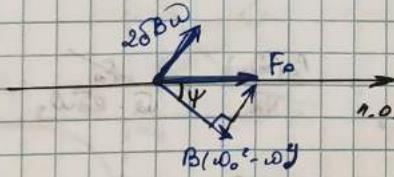
$$\boxed{B = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}}} ; \quad \boxed{\begin{cases} \operatorname{tg} \psi = \frac{\operatorname{Im} \hat{B}}{\operatorname{Re} \hat{B}} = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{cases}}$$

МБА

$$\dot{s} = -B\omega \sin(\omega t - \psi) = +B\omega \cos(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2})$$

$$\ddot{s} = -B\omega^2 \cos(\omega t - \psi) \sim \text{переводящее в уравнение.}$$

$$B(\omega_0^2 - \omega^2) \cos(\omega t - \psi) + 2\delta B\omega(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}) = F_0 \cos \omega t$$

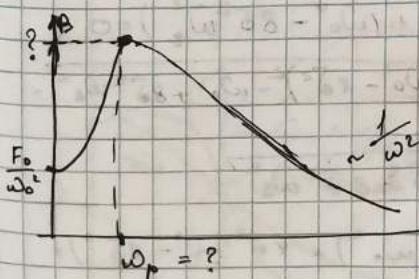


$$\boxed{\begin{cases} B = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}} \\ \operatorname{tg} \psi = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{cases}}$$

~ Уравнение резонансных синтезов.

Резонансное синтез.

ω_p ~ резонансная частота.



Оп. Резонансные синтез. резкое уменьш.

деление амплитуд. макс. (но превышение синтезом для поглощением возбуждения) с

при поглощении

всплеска упругого тела

Оп. чего называется синтез?

$$f(t) = F_0 \cos \omega t$$

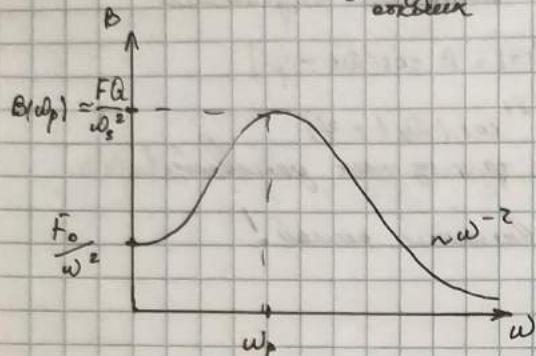
$$\ddot{s} + 2\delta \dot{s} + \omega_0^2 s = f(t)$$

$$B(\omega) = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}}$$

амплитудная характеристика

$$\text{уравнение: } S(s) = B \cos(\omega t - \phi)$$

затухающая колебание



$$g(\omega) = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2$$

$$g'(\omega) = 2(\omega_0^2 - \omega^2)(-2\omega) + 8\delta^2 \omega / \omega = \omega_p = 0$$

$$\frac{\omega_0^2 - \omega_p^2}{\omega_0^2} = 2\delta^2$$

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2 < \omega_0^2$$

$$g(\omega_p) = (\omega_0^2 - \omega_0^2 - 2\delta^2)^2 + 4\delta^2 (\omega_0^2 - 2\delta^2) = 4\delta^4 + 4\delta^2 \omega_0^2 - 8\delta^4 = 4\delta^2 (\underbrace{\omega_0^2 - \delta^2}_{\omega_s^2}) = 4\delta^2 \omega_s^2$$

$$B(\omega_p) = \frac{F_0}{2\delta \omega_s \cdot \omega_s} = \frac{F_0}{\omega_s^2} Q \approx \frac{F_0}{\omega_0^2} Q \sim \text{на резонансной часоте.}$$

$$\frac{\omega_s}{2\delta} = Q$$

$$\text{если } \delta^2 \ll \omega_0^2 \Rightarrow \omega_s^2 \approx \omega_0^2 \Rightarrow$$

Однако сопротивление в 2 раза больше
значения сопротивления при низкочастотном
воздействии.

~ Это и есть форма кривой добротности.

Кривая резонансной характеристики
(согласно ГОСТ)

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2 ; \quad B(\omega_p) = \frac{F_0}{\omega_s^2} Q \approx \frac{F_0}{\omega_0^2} Q$$

$$B(\omega)$$

$$\Delta \omega = \omega_2 - \omega_1$$

$$\frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}} \Big|_{\omega_1, \omega_2} = \frac{B(\omega_p)}{\sqrt{2}} = \frac{F_0}{\sqrt{2} \cdot 2\delta \omega_s}$$

$$(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2 = 8\delta^2 \omega_s^2$$

$$\omega^4 + (4\delta^2 - 2\omega_0^2)\omega^2 + (\omega_0^4 - 8\delta^2 \omega_s^2) = 0$$

$$\omega_{1,2}^2 = \underbrace{\omega_0^2 - 2\delta^2}_{\omega_p^2} \pm \sqrt{(\omega_0^2 - 2\delta^2)^2 - \omega_0^4 + 8\delta^2 \omega_s^2} =$$

$$= \omega_p^2 \pm \sqrt{4\delta^4 - 4\omega_0^2 \delta^2 + 8\delta^2 \omega_s^2}$$

$$- 4\delta^2 \omega_0^2 + 8\delta^2 \omega_s^2 = 4\delta^2 (2\omega_s^2 - \omega_0^2) = 4\delta^2 (\omega_0^2 - 2\delta^2 - \omega_0^2) = 4\delta^2 \omega_0^2 = 4\delta^2 \omega_p^2$$

$$= 4\delta^2 \omega_p^2$$

$$\omega_{s,2}^2 = \omega_p^2 \pm 2\delta \sqrt{\delta^2 + \omega_p^2} = \omega_p^2 \pm 2\delta\omega_s.$$

$$\omega_{s,\pm} = \sqrt{\omega_p^2 \pm 2\delta\omega_s} = \omega_p \sqrt{1 \pm \frac{2\delta\omega_s}{\omega_p^2}} \approx \omega_p \cdot \left(1 \pm \frac{1}{Q}\right)^{\frac{1}{2}} \Leftrightarrow \omega_p \left(1 \pm \frac{1}{2Q}\right)$$

$$\delta \ll \omega_0^2 \Rightarrow \frac{2\delta\omega_s}{\omega_p^2} \approx \frac{2\delta\omega_s}{\omega_s^2} = \frac{2\delta\omega_s}{\omega_0^2} = \frac{\delta}{Q} \ll 1$$

$$\Delta\omega = \omega_s - \omega_s = \omega_p \left(1 + \frac{1}{2Q} - 1 + \frac{1}{2Q}\right) = \frac{\omega_p}{Q}$$

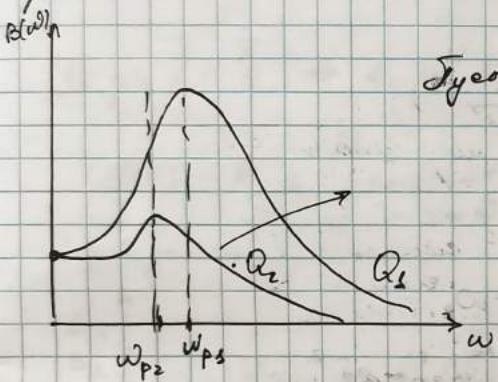
Относительная частота:

$$\boxed{\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q}} \quad \text{приблизительно}$$

Относительная амплитуда:

$$\boxed{\frac{\omega_0}{\Delta\omega} = Q}$$

Дробность показывает, насколько амплитуда зависит от расположения привода.



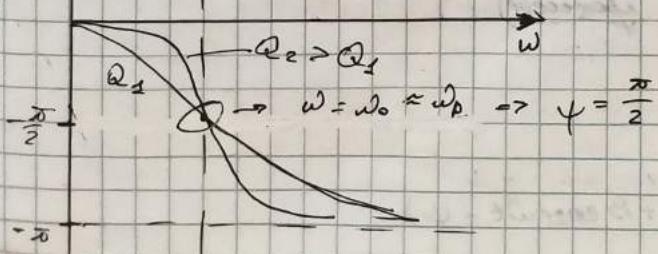
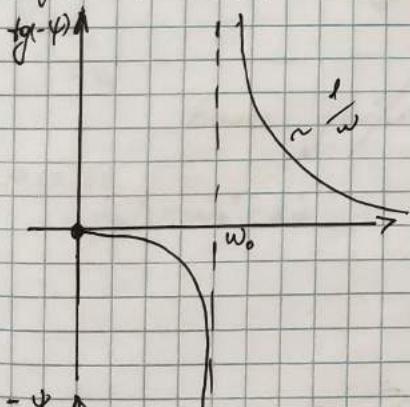
Такое $R_2 > R_1 \Rightarrow \delta_2 > \delta_1 \Rightarrow Q_2 < Q_1$.

Без привода Q_2 меньше Q_1 , без дробности.

Приблизительное значение привода.

$$\operatorname{tg}(-\varphi) = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$\operatorname{tg}(-\varphi)$

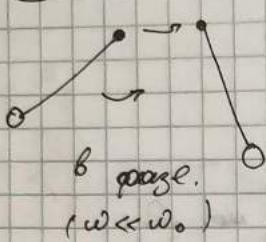


На больших частотах консервативные

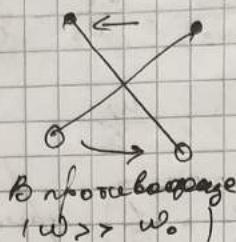
$$q(-\varphi) = - \left[\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right] = - \frac{1}{Q} \frac{\omega_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} - \text{если дисс. } Q, \text{ то}$$

$$\approx \frac{1}{Q}$$

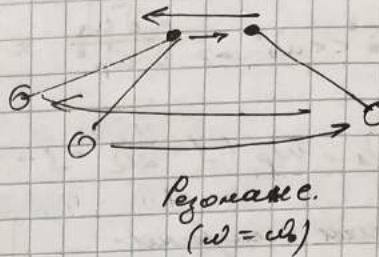
(A) $\omega_0^2 = \frac{g}{L}$



в погре.
($\omega \ll \omega_0$)



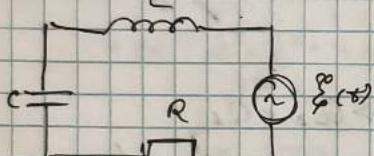
в противофазе
($\omega \gg \omega_0$)



резонанс.
($\omega = \omega_0$)

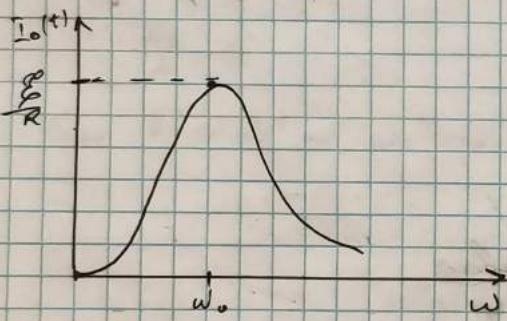
$$2\delta = \frac{R}{L}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{CL}$$

$$\omega_p = \omega_0^2 - 2\delta = \frac{1}{LC} - \frac{R}{L} \quad X$$



$$I(t) = \frac{E(t)}{\sqrt{R^2 + (\frac{1}{\omega C} - \omega L)^2}}$$

$$I_0(\omega) = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + (\frac{1}{\omega_0 C} - \omega L)^2}}$$



$$\omega_p L = \frac{1}{\omega_p C}$$

$$\omega_p^2 = \frac{1}{LC} = \omega_0^2$$

$$\text{но находим } \omega_0^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2$$

$$\text{мы } \neq I_0(\omega), \text{ а же } q_0(\omega)$$

$$\text{Изменяя } \omega \text{ в } \dot{s} + 2\delta \dot{s} + \omega_0^2 s = f(t)$$

если спокойн.: $\ddot{s} + \frac{R}{L} \dot{s} + \frac{1}{LC} s = \frac{E(t)}{L}$

$$i(t) = \frac{dq}{dt} \rightarrow q_f(t+1) = B \cos(\omega t - \varphi)$$

$$i(t) = -B \omega \sin(\omega t - \varphi)$$

т.к. ω const.

Но есть первоначальное значение
(переходное значение)

$$\dot{s} + 2\delta \dot{s} + \omega_0^2 s = f(t) = f_0 \cos \omega t$$

$$\text{OPMY} = \text{OPDY} + \text{IYРHY}.$$

$$-\Delta t$$

$$s(t) = \underbrace{A_0 \cdot e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)}_{\text{спокойн.}} + B \cos(\omega t - \varphi)$$

Mass.

③ Резо.

Резо.
- A.

④ 4

② 9

B₁
B₂

- B₁

- B₂

10.02.22

переходное процесс
зависит от, когда начальное значение мало.

$$\text{ нач. ум. : } \begin{cases} s(0) = 0 \\ \dot{s}(0) = 0 \end{cases} \quad t=0 \quad A_0, \varphi - ?$$

① Резонансное возвращение

$$\omega = \omega_p \Rightarrow \varphi = \frac{\pi}{2}$$

$$\dot{s}(t) = -A_0 \delta e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi) - A_0 \omega e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi) - B \omega \sin(\omega t - \varphi)$$

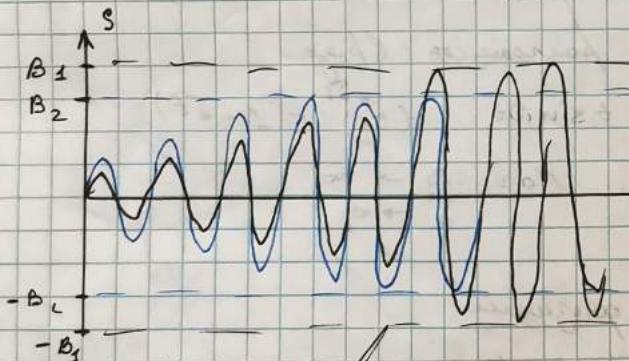
$$\begin{cases} A_0 \cos \varphi + B \cos \varphi = 0 \quad (s(0) = 0) \\ -A_0 \delta \cos \varphi - A_0 \omega \sin \varphi + B \omega \sin \varphi = 0 \quad (\dot{s}(0) = 0) \end{cases}$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \Rightarrow A_0 \cos \varphi = 0 \Rightarrow \varphi = \pm \frac{\pi}{2}.$$

$$② \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow -A_0 \omega + B \omega = 0 \Rightarrow \boxed{A_0 = B} \Rightarrow \boxed{\varphi = \frac{\pi}{2}} . \checkmark$$

$$③ \varphi_2 = -\frac{\pi}{2} \Rightarrow A_0 = -B < 0 \quad \times$$

$$s(t) = B \cdot e^{-\delta t} \left[\cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) + B \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \right] = B(s - e^{-\delta t}) \sin \omega t$$



$$\delta t \ll 1 \Rightarrow$$

$$s(t) = B(s - t + \delta t) \sin \omega t = B \delta t \sin \omega t$$

$$\delta_2 > \delta_1 \Rightarrow Q_2 < Q_1$$

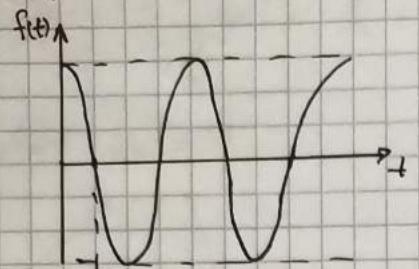
$$\tau_2 < \tau_1 \quad (\tau = \frac{1}{\omega})$$

Более подробное описание "раскачивается" изображено.

10.02.22.

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2$$

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2$$



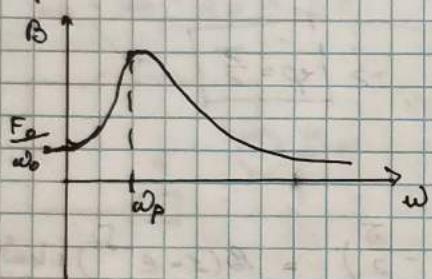
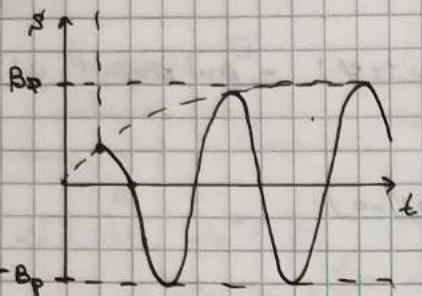
$$f(t) = F_0 \cos \omega t$$

$$\omega = \omega_0, \quad \psi = \frac{\pi}{2}$$

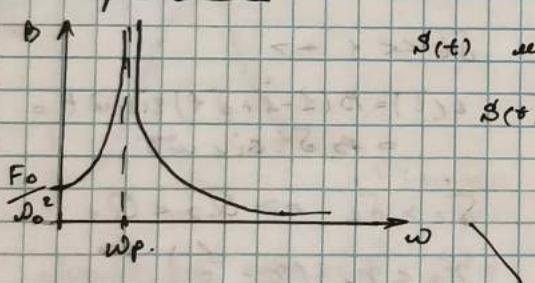
$$s(t) = B(s - e^{-\delta t}) \sin \omega t$$

$\delta^2 \ll \omega_0^2$: когда делают пренебрежим изменения? $\omega_0 \approx \omega_s \approx \omega_p$

$$B(\omega) = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}}$$



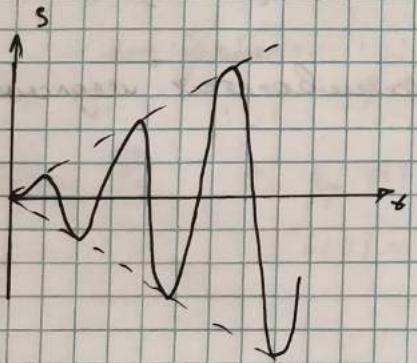
Пренебрежим δ :



$s(t)$ можно разложить в ряд

$$s(t) = B \delta t \sin \omega t \quad (e^{-\delta t} \approx 1 - \delta t)$$

$$\text{но: } \begin{cases} B \rightarrow \infty \\ \delta \rightarrow 0 \end{cases}$$



не физично

Вывод: записанного изображения нельзя делать ω_p .

Невозможное видео сего момента

$$\ddot{s} + 2\delta \dot{s} + \omega_0^2 s = f(t) = F_0 \cos \omega t \quad (\omega \neq \omega_p)$$

$$s(t) = A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega_p t + \varphi) + B \cos(\omega t - \psi)$$

Максимальное обогащение.
Сложение синусов с одинаковыми частотами.

Интересно, когда ω больше $\omega_0 \Rightarrow$ дamped wave $(*)$

$$S_1(t) = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1)$$

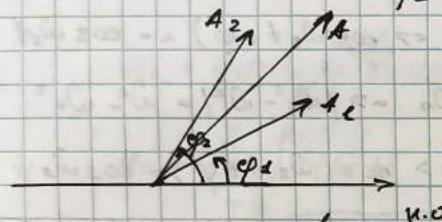
$$S_2(t) = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$$

$$S(t) = S_1 + S_2 = ?$$

$$(*) \Delta\omega = |\omega_2 - \omega_1| \ll \omega_{c,2}$$

Предположим, что $\omega_2 > \omega_1$, т.е. $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$

$$S_2(t) = A_2 \cos(\omega_1 t + \underbrace{\Delta\omega t + \varphi_2}_{\varphi_2^*(t)}) = A_2 \cos(\omega_1 t + \varphi_2^*(t))$$



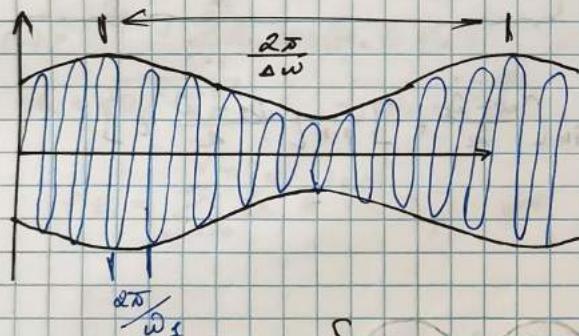
Уз (*). - φ_2^* - фаза волны при фиксации.

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2^* - \varphi_2) =$$

$$= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1 + \Delta\omega t)$$

А зависит от времени. Но частотное значение t не меняется из-за резонанса.

$$t \in [|\omega_1 - \omega_2|, \omega_1 + \omega_2], \quad S(t) = A(t) \cos(\omega_1 t + \varphi)$$



$$S(t) = A(t) \cos(\omega_1 t + \varphi)$$

Биение - результат одновременного колебаний в дamped wave колебании.

$$\begin{cases} S(0) = 0 \\ \dot{S}(0) = 0 \end{cases}$$

$$1) \frac{\delta}{\omega_1} \ll 1$$

$$2) |\omega - \omega_0| \ll \omega_0$$

$$\dot{S}(t) = A_0 e^{-\delta t} (-\delta \cos(\omega_1 t + \varphi) - \omega_1 \sin(\omega_1 t + \varphi)) - B \omega_0 \sin(\omega_0 t - \psi)$$

$$\begin{cases} A_0 \cos \varphi + B \cos \psi = 0 \\ A_0 \delta \cos \varphi - A_0 \omega_0 \sin \varphi + B \omega_0 \sin \psi = 0 \end{cases}$$

Баланс $\rightarrow \omega \approx \omega_0$.

$$\begin{cases} A_0 \cos \varphi = -B \cos \psi \\ A_0 \sin \varphi = -A_0 \omega_0 \cos \varphi + B \frac{\omega}{\omega_0} \sin \psi \end{cases}$$

$$\Leftrightarrow \psi = 0$$

$$\begin{cases} A_0 \cos \varphi = -B \cos \psi \\ A_0 \sin \varphi \approx B \sin \psi \end{cases} \quad \begin{aligned} & A_0^2 \approx B^2 \Rightarrow A_0 \approx B \\ & \text{и имеем затухающий } \delta, \text{ но } \omega_0^2 - \omega^2 \end{aligned}$$

$$\operatorname{tg}(-\psi) = -\frac{\omega \delta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \rightarrow 0$$

и имеем затухающий δ , но $\omega_0^2 - \omega^2$ не затухает, т.е. отсутствует резонанс.

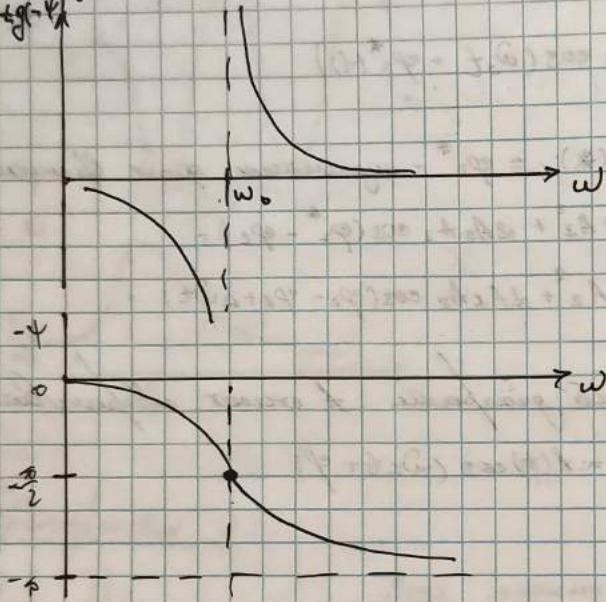
$$\psi_1 = 0 \Rightarrow \varphi = \pi$$

$$\psi_2 = \pi \Rightarrow \varphi = 0$$

$$B(\omega) = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}} = \frac{F_0}{|\omega_0^2 - \omega^2|}$$

$$S(t) = \frac{F_0}{|\omega_0^2 - \omega^2|} (e^{-\delta t} \cos(\omega_s t + \varphi) + \cos(\omega t - \varphi))$$

$$\operatorname{tg}(-\varphi) = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$



$\omega < \omega_0 : \psi_2 = 0 \Rightarrow \varphi_2 = \pi$

$\omega > \omega_0 : \psi_2 = \pi \Rightarrow \varphi_2 = 0$

$\omega < \omega_0 \Rightarrow |\omega_0^2 - \omega^2| = \omega_0^2 - \omega^2$

$\varphi = \pi \Rightarrow \cos(\omega_s t + \varphi) = -\cos \omega_s t$

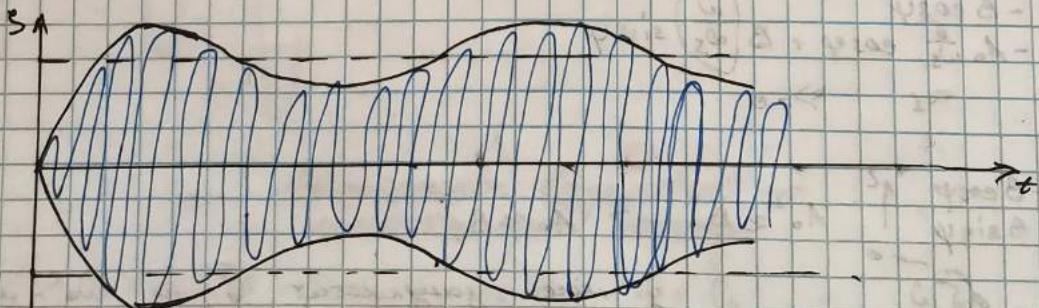
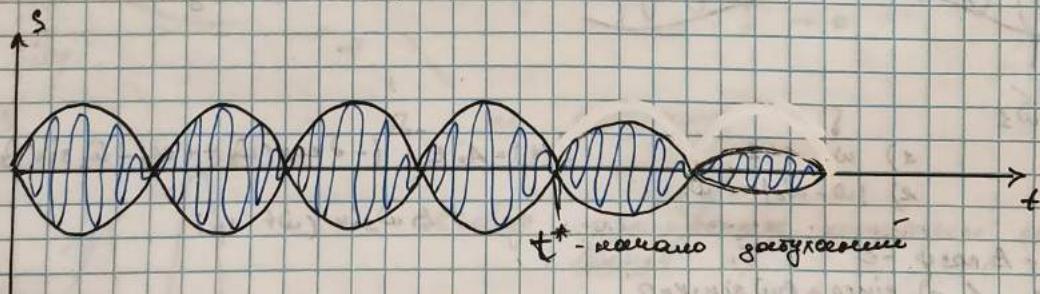
$\omega > \omega_0 \Rightarrow |\omega_0^2 - \omega^2| = \omega^2 - \omega_0^2$

$\varphi = 0 \Rightarrow \cos(\omega_s t + \varphi) = \cos \omega_s t$

$$S(t) = \frac{F_0}{\omega_0^2 - \omega^2} (-e^{-\delta t} \cos \omega_s t + \cos \omega t) =$$

$$= \frac{F_0}{\omega_0^2 - \omega^2} (\cos \omega t - e^{-\delta t} \cos \omega_s t)$$

r) $\delta t \rightarrow 0 \Rightarrow \cos \omega t - \cos \omega_s t = 2 \sin \left[\frac{\omega + \omega_s}{2} t \right] \sin \left[\frac{\omega_s - \omega}{2} t \right]$
 \Rightarrow Sinus.



Следование представления о синусах.
Последовательность периодической функции в про проце.

Ф-я периодическая, если $f(t) = f(t+T)$

Число T называется:

1) Число T , при котором значение функции $f(t)$ не меняется на промежутке от конечного числа точек разрывов (помимо конечных точек)

2) Делится T на бесконечное количество чисел ω (периодов), на которых $f(t)$ непрерывна.

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos \omega_n t + b_n \sin \omega_n t)$$

$$\omega_n = n\omega = n \frac{\pi}{T}$$

$$a_0 = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) dt$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cos(n\omega t) dt$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \sin(n\omega t) dt$$

Множество ω называется спектром гармоник.

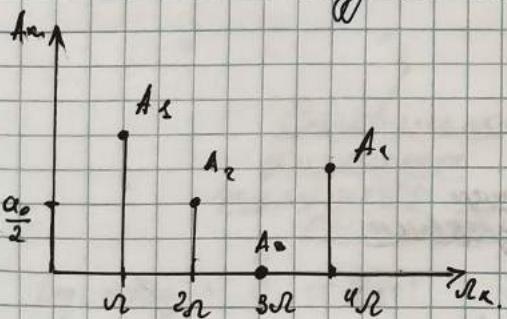
$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\omega_n t + \varphi_n)$$

$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi_n = -\frac{b_n}{a_n}$$

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \hat{c}_n e^{i\omega_n t}, \quad \text{где } \hat{c}_n = \frac{1}{2} A_n e^{-i\varphi_n}$$

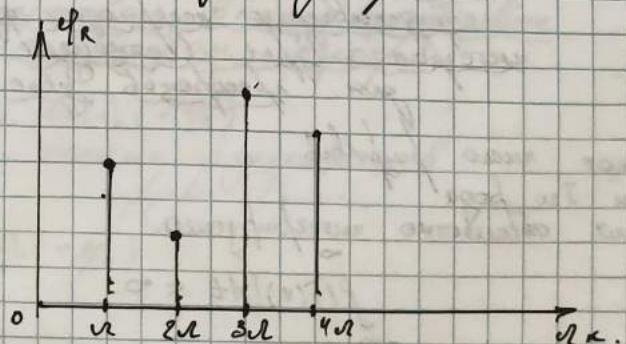
$$\hat{c}_n = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) e^{-i\omega_n t} dt$$

Амплитудный спектр
(амплитудное спектрорассложение)



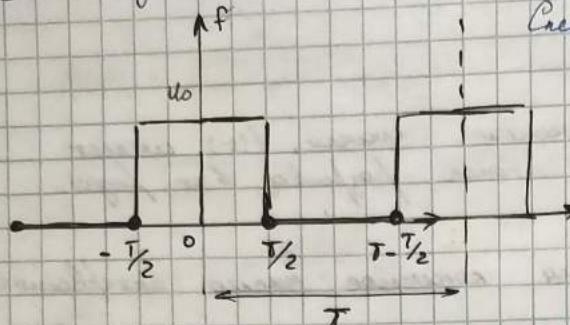
Фазовый спектр:

У периодического ф-я есть фазовый спектр.



18.02.22.

11) Периодическое промежуточное значение интеграла (период.)



Следует ли это?

1) Рассчитать уравнение задачи для $f(t)$

$$f(t) = \begin{cases} u_0, & t \in [-\frac{T}{2}, \frac{T}{2}] \\ 0, & t \in (\frac{T}{2}, T - \frac{T}{2}) \end{cases}$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cos(n\omega_0 t) dt = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} u_0 \cos(n\omega_0 t) dt = \frac{2u_0}{T} \left[\frac{\sin(n\omega_0 t)}{n\omega_0} \right]_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} = \frac{2u_0}{T} \cdot 2 \sin(n\omega_0 \frac{T}{2}) =$$

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T} \Rightarrow \frac{2u_0}{T} \cdot 2 \sin(n\omega_0 \frac{T}{2}) = \frac{4u_0}{T} \sin(n\omega_0 \frac{\pi}{2}) =$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \sin(n\omega_0 t) dt = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} u_0 \sin(n\omega_0 t) dt =$$

ω_0 - периодическое значение

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \sin(n\omega_0 t) dt = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} u_0 \sin(n\omega_0 t) dt = 0$$

$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} = |a_n| = \frac{2u_0}{T} \cdot \frac{2}{n\omega_0} \left| \sin\left(\frac{n\omega_0}{2} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \right| \cdot \frac{\pi}{T} \quad \text{□}$$

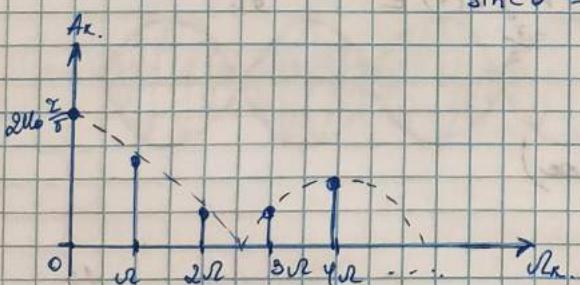
$$\frac{d}{dx} a_n = -\frac{b_n}{a_n} = 0 \quad \text{~значит~затухание~вibration~}$$

$$\textcircled{1} \quad \frac{2u_0}{T} \cdot \frac{1}{(n\omega_0)^2} \cdot \left| \sin\left(\frac{n\omega_0}{2} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \right| = \frac{2u_0}{T} \cdot \left| \sin\left(\frac{\omega_0}{2} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \right|$$

$$\rightarrow \frac{\sin x}{x} = \operatorname{sinc} x$$

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$$

$$\omega_0 \frac{\pi}{2} = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\pi}{2} =$$



Рассчитано первое. \rightarrow следующее

Приближенно кратные функции
имеются в виду. Согласовано с предыдущим.

1) Конечное число гармоник

2) Разрывов 1го рода

3) Равнозначающее значение интеграла

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)| dt < \infty$$

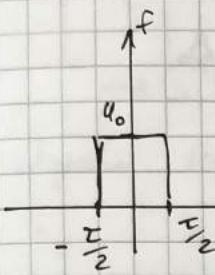
$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

специфическая модель

$$G(\omega) = + \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$$

прямое и обратное преобразование
Рубе.

$$1) f(t) = \begin{cases} u_0 & t \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}] \\ 0 & t \notin [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}] \end{cases}$$



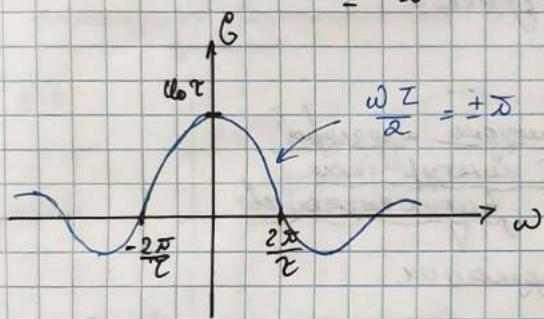
$$G(\omega) = ?$$

$$2) G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad \Theta$$

~ Непрерыв. \rightarrow Реш Рубе члены.

$$\Theta \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} u_0 e^{-i\omega t} dt = \frac{u_0}{-i\omega} (e^{-i\omega \frac{\pi}{2}} - e^{i\omega \frac{\pi}{2}}) =$$

$$= \frac{u_0}{\omega} \cdot \sin\left(\frac{\omega \pi}{2}\right) \frac{\pi}{2} = u_0 \pi \cdot \sin\left(\frac{\omega \pi}{2}\right)$$



$$\Delta \omega_c = \pi \quad (\text{спектральное разрешение})$$

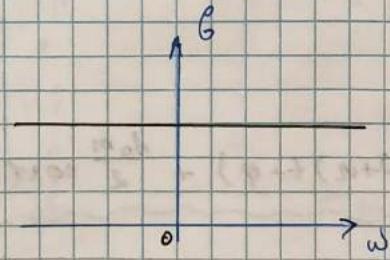
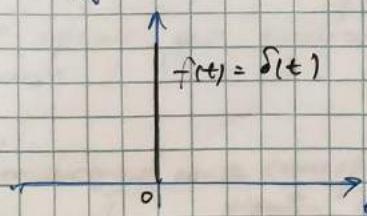
$$\Delta \omega = \frac{\omega_0}{\pi} \quad (\text{ширина спектра})$$

Это означает всегда будет более высокий разрешающий способ.

для редк. Рубе.

- Редк. разрешение \rightarrow более шире спектр функции.

17 δ-функция.



Спектральное разрешение для
спектрального анализа. Отличительного
составляющей нет производной. Всегда разрешение.
такой спектр, как экспоненциальный.

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{q}{C} = E(t) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \cos(\omega_n t + \phi_n)$$

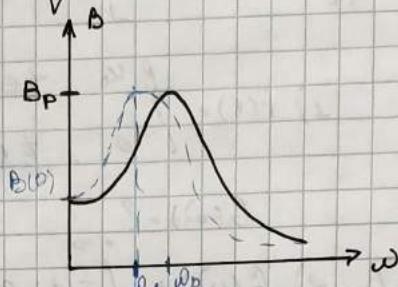
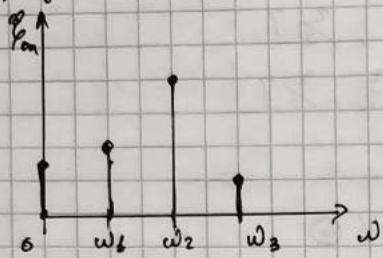
~ спектр преобразован в
форму Рубе

$$q + \frac{R}{L} q + \frac{1}{LC} q = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E_n}{L} \cos(\omega_n t + \phi_n)$$

\Downarrow
 $\Downarrow \omega_n^2$

$$g(t) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n (\omega_n t - \varphi_n) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_0}{L} \frac{1}{\sqrt{(\omega_n^2 - \omega_0^2)^2 + Q^2 \omega_n^2}} \cos(\omega_n t - \varphi_n)$$

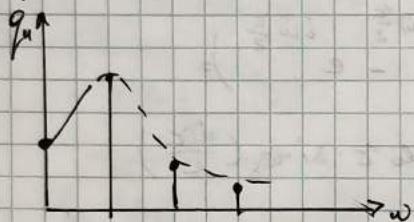
(общий вид. все выше. возможн. что сразу преобразовано в вид
ряда Фурье.)



$$B_p \approx Q B_0$$

Резонансная

$$\omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - Q^2}$$



(Логарифмический спектр со фильтром гармоник)

(При. имеется не добавленный извн. гармоник, но "и" не имеет насыщенного упрочнения струн.)

Процесс радиосвязи. Амплитудно-периодич. сигнал. и его спектр. Конст. логарифм. как синхронизирующий приёмающих радиосигналов.

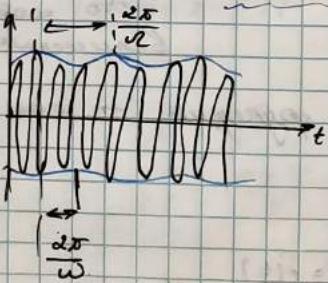
Am - ампл.

избыточный модуляции.

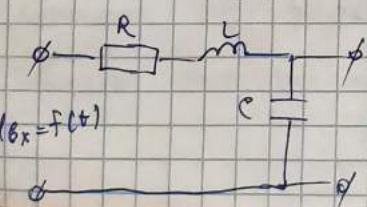
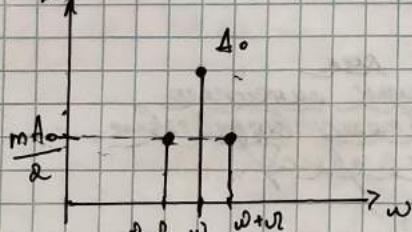
$$f(t) = A(t) \cos \omega t = \underbrace{A_0 (1 + m \cos \Omega t)}_{\text{A(t)}} \cos(\omega t + \varphi) = A_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (+)$$

$\Omega \ll \omega$

ω - неподвижная частота.

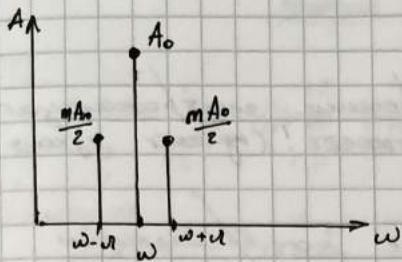


$$④ \frac{A_0 m}{2} \cos((\omega + \Omega)t + \varphi) + \frac{A_0 m}{2} \cos((\omega - \Omega)t + \varphi)$$



$$U_{aux} = U_e = ?$$

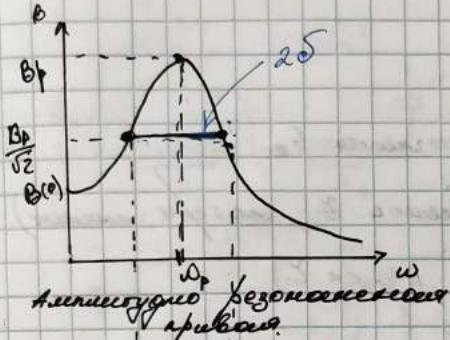
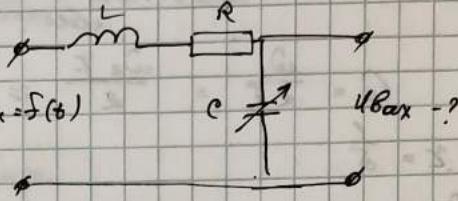
$$f(t) = A_0 (s + m \cos \Omega t) \cos(\omega t + \varphi)$$



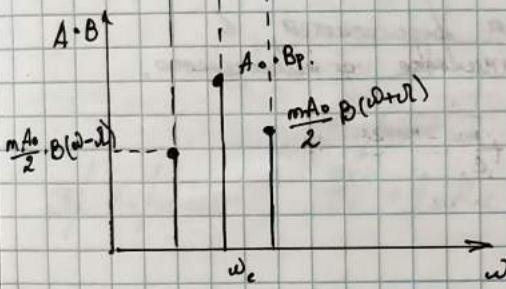
$m < s$ — губительная нестабильность.

$$\Omega \ll \omega$$

Погрешность $f(t)$ при колебательном процессе:



Амплитудно-резонансный артефакт.



$$U_C = \frac{q}{C}$$

$$q \sim B$$

$$B_p \approx Q B(0)$$

$$U_{C0} = f(t)$$

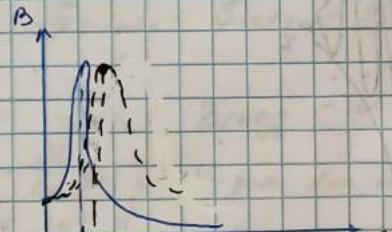
?

Если бы был Ω^2 ($\Delta\delta$ мало):

Но схема испытывает \Rightarrow переходная информация есть.

Но это для переходного периода.

Но хорошо для следующего периода



~ Синхрономагнитор

Примечание: ω_p (сверх/затухающий)

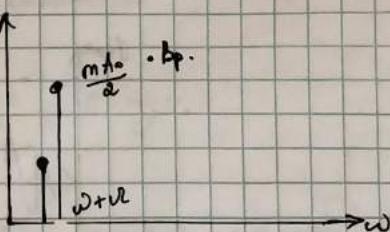
$$R = \frac{\omega_{\text{расбр}}}{\Delta\omega}$$

полоса пасиф, в которой "последний" элемент разнесется достаточно.

$$\omega_{\text{расбр}} = \omega_c = \omega_p$$

$$\Delta\omega \approx 2\delta$$

Приближение: $R = \frac{\omega_p}{2\delta}$ ($S^2 \ll \omega_0^2$) $\Rightarrow \Delta_p \approx \omega_s$



$$\omega_p^2 = \omega_0^2 - \epsilon\delta^2$$

$$\omega_3^2 = \omega_0^2 - \delta^2$$

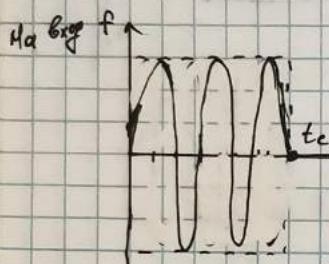
$$\Rightarrow Q = \frac{\omega_p}{2\delta} \approx \frac{\omega_s}{2\delta} = Q$$

т.е. свободные колебания происходят, несмотря на наличие вынужденных колебаний!

Для рассмотрения о переходе между язва и звуком на временных

$$Q = \frac{\omega_s}{2\delta} = \frac{\omega_s \gamma}{2} \approx \frac{\omega_c \gamma}{2}$$

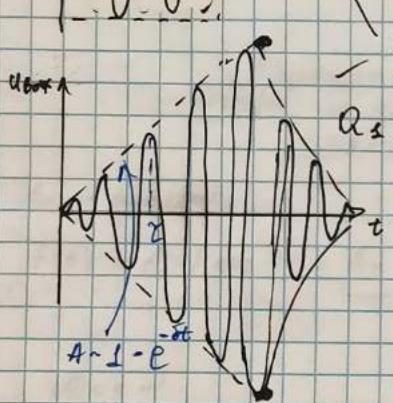
$$\gamma = \frac{f}{\omega}$$



Однократное длительное время t_c.

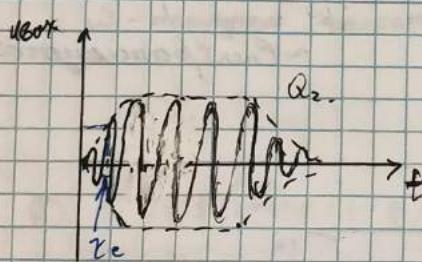
$$Q \gg 1 \quad (\text{мод. вынужд. } \gamma, \text{ мод. звук.})$$

$$Q \gg 1 \Leftrightarrow \gamma \uparrow \quad (t_c \ll \gamma)$$

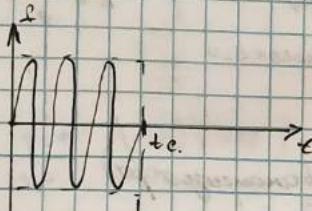


Синус нет, но амплитуда колебаний уменьшается, в то же время частота собственных колебаний от начального.

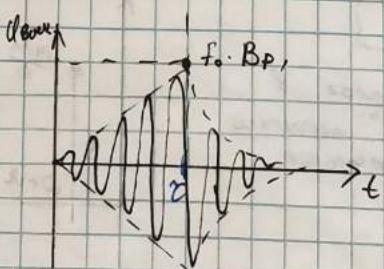
$$Q_2 < Q_1, \gamma \ll t_c.$$



Одновременно $\gamma \approx t_c$



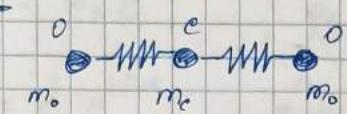
$$\Rightarrow t_c \approx \gamma$$



$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \omega \cdot t_c = 2\pi \\ \text{и второй вспомогательный} \end{array} \right.$$

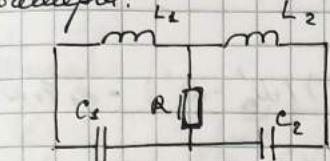
Линейное колебательное
система с колебанием связанных
шаров. Свободные колебания.

CO_2

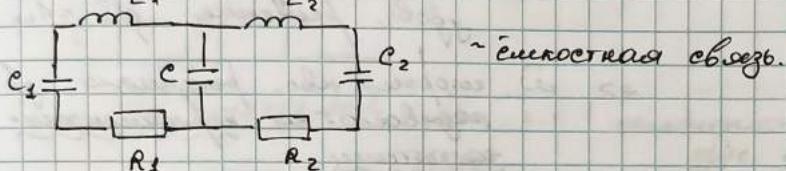


- ампл. макс. может колеб. анти-
 гармон., при опт-ом генераторе.

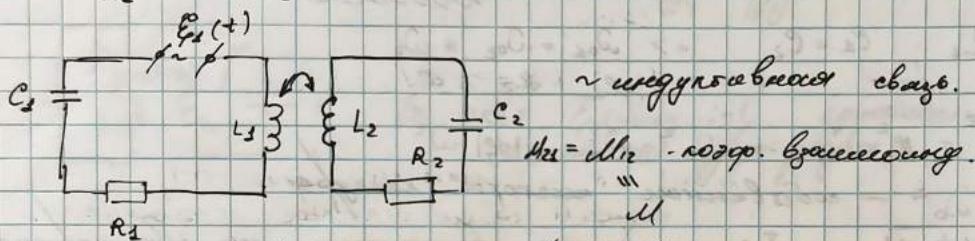
Процессор:



- безразмерная своб.



- енергетическая своб.



- изоударная своб.

$M_{\text{св}} = M_{\text{дис}} - \text{погр. балансировк.}$

✓ пас-иэ этого процессор

$$\frac{q_1}{C_1} + q_1 R_1 = E_s(t) + E_{\text{инд}} + E_{\text{погр.}} = E_s(t) - L_1 \dot{q}_1 - M q_1$$

$$E_{\text{погр.}} = -M \frac{dI_1}{dt}$$

$$q_1 + \frac{R_1}{L_1} q_1 + \frac{1}{L_1 C_1} q_2 = \frac{E_s(t)}{L_1} - \frac{M}{L_1} \dot{q}_2 \quad \text{~затухание колебаний.}$$

$$q_2 + \frac{R_2}{L_2} q_2 + \frac{1}{L_2 C_2} q_2 = - \frac{M}{L_2} \dot{q}_1 \quad \text{~затухание колебаний.}$$

Внешний $E_s(t)$, Пуск: $E_s = 0$ (зарядка конденсатор.)
 $R_1 = R_2 = 0$ (приведение к дифренил.)

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{L_1 C_1} &= \omega_0^2 \\ \frac{1}{L_2 C_2} &= \omega_0^2 \end{aligned} \right\}$$

- параллельное колебание (оп-е) ~ симметрическое колебание.

$$\left. \frac{M}{L_1 C_1} = E_{s,0} \right\}$$

- поддребущая своб.

$$M \geq 0 \Rightarrow \delta \geq 0$$

$$\left. \begin{aligned} q_1 + \omega_0^2 q_1 &= -\delta \ddot{q}_2 \\ q_2 + \omega_0^2 q_2 &= -\delta \ddot{q}_1 \end{aligned} \right\} \quad \text{~описывает колеб. конденсатор, МКА.}$$

решение в виде:

$$\hat{q}_{1,2} = A_{1,2} e^{i\omega t}$$

~ предполагаемый вид решения.

ω-диапазон 20 мкс

$$\hat{q}_{12} = -\omega^2 A_{12} e^{i\omega t}$$

$$\begin{cases} (\omega_0^2 - \omega^2) \hat{A}_1 = +\kappa \omega^2 \hat{A}_2 \\ (\omega_0^2 - \omega^2) \hat{A}_2 = +\kappa \omega^2 \hat{A}_1 \end{cases}$$

Решение 2, если $\Delta = 0$

$$\Delta = \begin{vmatrix} \omega_0^2 - \omega^2 & -\kappa \omega^2 \\ -\kappa \omega^2 & \omega_0^2 - \omega^2 \end{vmatrix} = (\omega_0^2 - \omega^2)(\omega_0^2 - \omega^2) - \kappa^2 \omega^4 = 0$$

также для частоты ω
уравнение решается $\hat{q}_{12} = A_{12} e^{i\omega t}$

$\Rightarrow \omega$, кроме общ. решений уп-я,
имеются еще нормализованные
частоты.

$$\text{Пусть } L_1 = L_2, C_1 = C_2 \Rightarrow \omega_0^2 = \omega_{02}^2 = \omega_0^2$$

$$\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$$

$$(\omega_0^2 - \omega^2)^2 = \kappa^2 \omega^4 \rightarrow \omega_0^2 - \omega^2 = \pm |\kappa| \omega^2$$

ω^2 — собственные частоты колебаний.

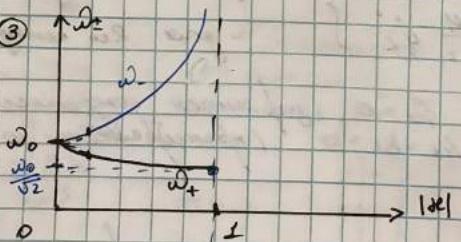
$$\omega_{\pm}^2 = \frac{\omega_0^2}{1 \pm |\kappa|} \quad \text{т.е. колебания вида } \omega_{\pm} \text{ на фоне нормализованных}$$

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm |\kappa|}} = \omega_0 (1 \pm |\kappa|)^{-\frac{1}{2}}$$

Следует: ① Нормализованные частоты ω_{\pm}, ω_-

② $\omega_{\pm} \neq \omega_0$

③



$$0 \leq \omega_0 \leq \sqrt{L_1 L_2}$$

$$0 \leq |\kappa| \leq L$$

↓

$$0 \leq |\kappa| \leq L$$

④ Для $|\kappa| \ll 1$

$$\omega_{\pm} \approx \omega_0 \left(1 \mp \frac{1}{2} |\kappa| \right)$$

$$\omega_- - \omega_+ \approx \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2} |\kappa| - 1 - \frac{1}{2} |\kappa| \right) = \omega_0 |\kappa|$$

Множитель A

$$(\omega_0^2 - \omega^2) \hat{A}_1 = +\kappa \omega^2 \hat{A}_2$$

$$\left(\omega_0^2 - \frac{\omega_0^2}{1 \pm |\kappa|} \right) \hat{A}_1 = \kappa \frac{\omega_0^2}{1 \pm |\kappa|} \hat{A}_2$$

$$(1 \pm |\kappa| - 1) \hat{A}_1 = \kappa \hat{A}_2$$

$$\Rightarrow \hat{A}_1 = \pm \hat{A}_2$$

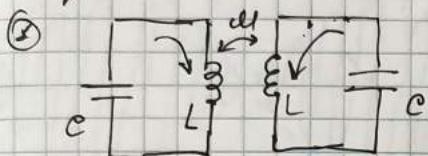
Два частных решения, (одно кратное + общее решение =
общее нахождение):

25.02.22.

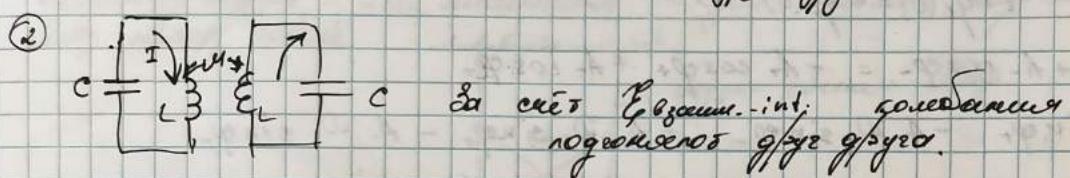
$$\textcircled{1} \quad \hat{q}_{\text{exp.}} = \hat{A}_+ e^{i\omega_+ t} + \hat{A}_- e^{-i\omega_- t} \quad ; \quad \hat{q}_{\text{exp.}} = \hat{A}_+ e^{i\omega_+ t} - \hat{A}_- e^{-i\omega_- t} \quad \text{синусоидальное колебание.}$$

$$\textcircled{2} \quad \hat{q}_{\text{exp.}} = \hat{A}_- e^{i\omega_- t} \quad ; \quad \hat{q}_{\text{exp.}} = -\hat{A}_- e^{-i\omega_- t} \quad \sim \text{антисинусоидальное колебание.}$$

Пример:

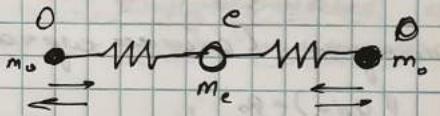


на частоте $\omega < \omega_0$, т.е. колебание нерезонансное другое друга.



Частоты колебаний можно упростить.

если

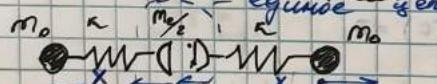


то с. о. центральное, веса упруги не учитываемой \Rightarrow о. колебаний совпадают с весом пренебрежимо.

$\Rightarrow \textcircled{1}$ синусоид. $\omega_+ = \sqrt{\frac{k}{m_0}}$

масса не учитывается колебания.

алтернативное выражение
поправка к центру.



$\Rightarrow \textcircled{2}$ антисинусоид. колебания

один "зенит" масс.

Приведенная масса: $m_{\text{раб}} = \frac{m_0 \cdot m_c / 2}{m_0 + m_c / 2}$

вспомогательный колеб., на частоте которого зениты массы.

$$\omega_- = \sqrt{\frac{k}{m_{\text{раб}}}} = \sqrt{\frac{k(m_0 + m_c / 2)}{m_0 \cdot m_c / 2}}$$

$$\Rightarrow \omega_- > \omega_+$$

Решение антирезонанс выражение (окончательное):

$$\hat{q}_x = \hat{A}_+ e^{i\omega_+ t} + \hat{A}_- e^{-i\omega_- t}$$

$$\hat{q}_x = \hat{A}_+ e^{i\omega_+ t} - \hat{A}_- e^{-i\omega_- t}$$

$$\rightarrow q_x(t) = A_+ \cos(\omega_+ t + \varphi_+) + A_- \cos(\omega_- t + \varphi_-)$$

$$q_x(t) = A_+ \cos(\omega_+ t + \varphi_+) - A_- \cos(\omega_- t + \varphi_-)$$

ампл. и фаза из нач. усл.

Причина: ① Для нач. условий: $\begin{cases} q_1(0) = q_2(0) \\ q'_1(0) = q'_2(0) \end{cases}$ - это означает

$$A_+ \cos \varphi_+ + A_- \cos \varphi_- = A_+ \cos \varphi_+ - A_- \cos \varphi_-$$

$$-A_+ \omega_+ \sin \varphi_+ - A_- \omega_- \sin \varphi_- = A_+ \omega_+ \sin \varphi_+ + A_- \omega_- \sin \varphi_-$$

$$\begin{cases} 2A_+ \cos \varphi_- = 0 \\ \omega_+ \neq 0 \end{cases}$$

$$2A_+ \sin \varphi_- = 0 \Rightarrow A_+ = 0$$

$$\Rightarrow q_1(t) = q_2(t) = A_+ \cos(\omega_+ t + \varphi_+) \quad \checkmark$$

② Видим более очевидно, нач. условия: ампл.

$$\begin{cases} q_1(0) = -q_2(0) \\ q'_1(0) = -q'_2(0) \end{cases} \text{) очевидно.}$$

$$\begin{cases} A_+ \cos \varphi_+ + A_- \cos \varphi_- = -A_+ \cos \varphi_+ + A_- \cos \varphi_- \\ -A_+ \omega_+ \sin \varphi_+ - A_- \omega_- \sin \varphi_- = +A_+ \omega_+ \sin \varphi_+ - A_- \omega_- \sin \varphi_- \end{cases}$$

$$\Rightarrow A_+ = 0$$

$$q_1(t) = -q_2(t) = A_- \cos(\omega_- t + \varphi_-) \quad \checkmark$$

③ видим при предположении нач. усл. (одинаковы):

Запоминаем 1-ое выражение

$$\begin{cases} q_1(0) = q_0 \\ q_2(0) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} q'_1(0) = 0 \\ q'_2(0) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_+ \cos \varphi_+ + A_- \cos \varphi_- = q_0 \\ A_+ \cos \varphi_+ - A_- \cos \varphi_- = 0 \\ -A_+ \omega_+ \sin \varphi_+ - A_- \omega_- \sin \varphi_- = 0 \\ -A_+ \omega_+ \sin \varphi_+ + A_- \omega_- \sin \varphi_- = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} -2A_- \sin \varphi_+ = 0 \rightarrow \sin \varphi_+ = 0 \\ 2A_- \sin \varphi_- = 0 \rightarrow \sin \varphi_- = 0 \end{cases} \Rightarrow \cos \varphi_+ = \cos \varphi_- = 1$$

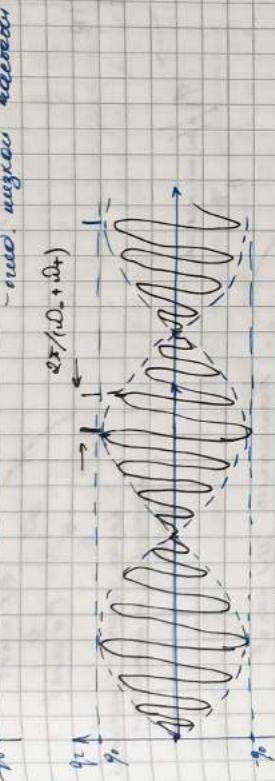
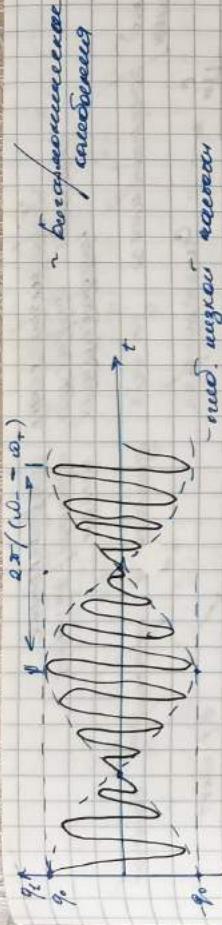
$$\begin{cases} A_+ + A_- = q_0 \\ A_+ - A_- = 0 \end{cases} \Rightarrow A_+ = A_- = \frac{q_0}{2}$$

$$\text{Если } \varphi_+ = \varphi_- = 0$$

$$q_1(t) = \frac{q_0}{2} (\cos(\omega_+ t) + \cos(\omega_- t))$$

$$q_2(t) = \frac{q_0}{2} (\cos(\omega_+ t) - \cos(\omega_- t))$$

$$\begin{cases} q_1(t) = q_0 \cos \frac{\omega_+ + \omega_-}{2} t \cdot \cos \frac{\omega_+ - \omega_-}{2} t \\ q_2(t) = q_0 \sin \frac{\omega_+ + \omega_-}{2} t \cdot \sin \frac{\omega_+ - \omega_-}{2} t \end{cases}$$

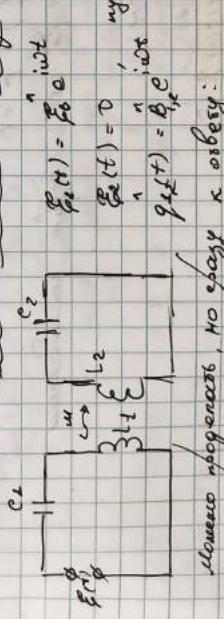


Resonanz / Oszillation - new. auftretend - gelb. Differenz wächst,
blau. versch. endet

größere Amplitude. lange.



Resonanz auftretende Kontinuität
- new. auftretender blau.



$$g_2(t) = \frac{E_0}{Z_0} \sin(\omega t)$$

$$g_1(t) = 0$$

$$Z_0 = L_0 = C_0$$

- gelb. Differenz wächst,

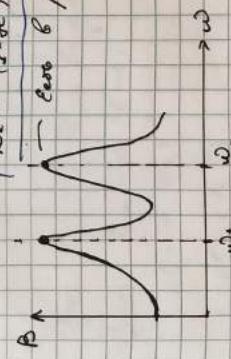
größere Amplitude. lange.

Resonanz vorkommt, nur gelb & oberey:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\omega^2}{dt} \frac{E_0^2}{Z_0^2} / L \\ \omega^2 = (\omega_0^2 - \omega^2) / (\omega_0^2 + \omega^2) \end{array} \right\}$$

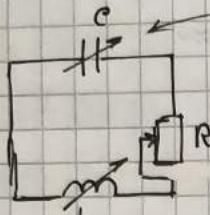
- gelb und. Resonanz

- Resonanz R - konstante Frequenz.



Параллельные
цепи синхронного
генератора

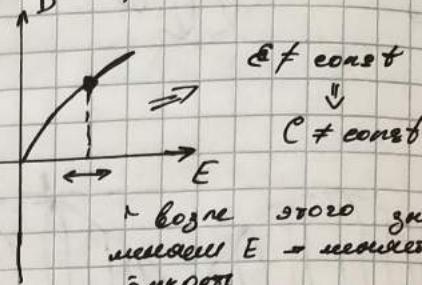
наст. показываются за счёт
индукции



Синхроногенератор

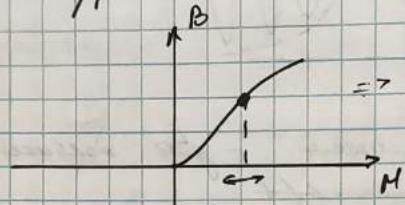
коэффициент
параллельных
цепей.

изменение параллельных цепей



возрастает значение
максимума E - неизменное
значение

Равновесие.



изменение I неизменное
 $E \neq \text{const}$

Изменение R ничего не меняет.

2) к. т. Кирхгоф: $U_R + U_E = E_{\text{наг}}$

$$E_{\text{наг}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d(LI)}{dt}$$

($I \neq \text{const}!$)

$$IR + \frac{d}{dt} + \frac{d(LI)}{dt} = 0 \quad I = \dot{q}$$

$$L\ddot{q} + \dot{q}(R + \dot{I}) + \frac{d}{dt} = 0$$

$$\ddot{q} + \dot{q} \cdot \frac{R + \dot{I}}{L} + \frac{d}{dt} = 0 \quad \text{из-за } R \text{ неизменное}$$

28.02.22. Рассмотрим $L = L(t)$, $C = C(t)$

$$\ddot{q} + \frac{1+R}{L(t)} \dot{q} + \frac{1}{L(t)C(t)} q = 0$$

Как изменяется ток? Изменяется напряжение на $\cdot I$

$$\frac{d(LI)}{dt} + RI + \frac{q}{C} = 0 \quad | \cdot I \\ \dot{I}^2 \frac{dL}{dt} + LI \frac{dI}{dt} + RI^2 + \frac{I^2 q}{C} = 0 \\ \underbrace{\frac{dI}{dt} \frac{dL}{dt} + \frac{dI^2}{dt}}_{\frac{dI^2}{dt}} + RI^2 + \frac{I^2 q}{C} = 0$$

$$W_{\text{наг}} = \frac{LI^2}{2} \Rightarrow \frac{dW_{\text{наг}}}{dt} = \frac{I^2 dL}{2} + LI \frac{dI}{dt}$$

$$T_{\text{наг}} = \frac{q^2}{2C} \Rightarrow \frac{dT_{\text{наг}}}{dt} = \frac{1}{C} q \frac{dq}{dt} - \frac{q^2}{2C^2} \frac{dC}{dt}$$

$\frac{dC}{dt}$

$$\underbrace{\frac{1}{\alpha} I^2 \frac{dL}{dt} + L I \frac{dI}{dt}}_{\Delta W_{\text{ex}}} + \underbrace{\frac{q}{C} \frac{dq}{dt} - \frac{U_0^2}{\alpha} \frac{dC}{dt}}_{\Delta W_{\text{in}}} = - \dot{I}^2 R - \frac{1}{\alpha} I^2 \frac{dL}{dt} - \frac{U_0^2}{\alpha} \frac{dC}{dt}$$

$$\Delta W = \Delta W_{\text{ex}} + \Delta W_{\text{in}}$$

$$\Rightarrow \frac{dW}{dt} = - P_{\text{loss}} + P_p, \text{ где } P_p = - \frac{1}{\alpha} I^2 \frac{dL}{dt} - \frac{q^2}{2C^2} \frac{dC}{dt}$$

изменение констант
(то есть P_p - времп.)

Диссипативный поберг.
То, что изменяет параметры схемы.

Примеч.: Рассмотрим $L = \text{const}$, $C = C(t)$ ~ изменение константы времени C_0 и C_1 .

Конечное изменение времени

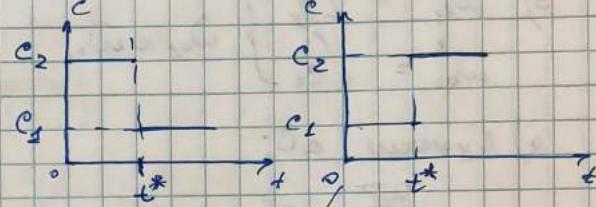
$$1) q(t^*) = q(t_+^*)$$

$$2) \dot{q}(t_-^*) = \dot{q}(t_+^*)$$

Если это не так:

$$P_{\text{exp}} \sim L \left(\frac{dI}{dt} \right) \rightarrow \infty$$

но $E_{\text{int}} \neq \infty$



Не может заскакивать константа!

$$\text{Если это не так: } \frac{dq}{dt} \rightarrow \infty \text{ но } \Rightarrow I \neq \infty$$

$\Delta t \rightarrow 0$ (максимальное значение)

$$\Delta W = \underbrace{-P_{\text{loss}} \cdot \Delta t}_{\rightarrow 0} + \underbrace{\frac{q^2}{2} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_1} \right)}$$

изменение константы времени
если константа константа не постоянна,
то это не возможно в принципе

1) Рассмотрим $C_2 < C_1 \Rightarrow P_p > 0$ ~ заряд в контуре будет уменьшаться.

2) $C_2 > C_1 \Rightarrow P_p < 0$

3) Но $q=0 \Rightarrow P_p=0$ Ему константа не одна заряд, то две это не возможно с константой \rightarrow никакие две константы

Рассмотрим $C(t=0) = C_1$, константа уменьшается, константа $C_2 < C_1$

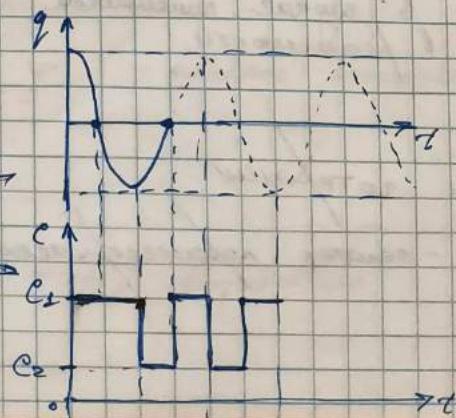
Рассмотрим: $P_{\text{loss}} \rightarrow 0$ ($R \rightarrow 0$)

$$\Delta C = |C_1 - C_2|$$

$$\Delta C \ll C_1, C_2$$

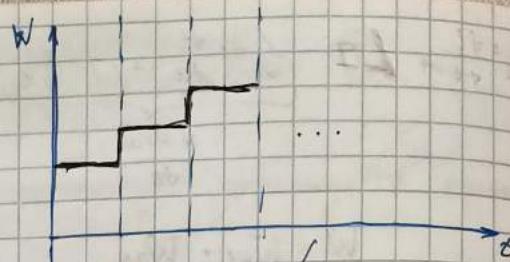
Следовательно, константа должна быть
меньше константы, чем константа

$$\Rightarrow \omega_s = \omega_0 (\delta=0); \quad \omega_p = \omega_0 -$$



$$\omega_p = \frac{\omega_0}{n} \quad (n=1, 2, \dots)$$

но в реальной цепи есть потери.



Замечания:

- 2) $T \rightarrow \infty$ \Rightarrow нет неустойчивых погорев
- $P_{ave} \neq 0$

3) $C = C(t)$ ~ емкость становится нелинейной
 \Rightarrow емкость зависит от времени ($C = C(q)$)

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \Rightarrow \omega_0 \neq \text{const} \quad \text{и волны из устойчивых } \omega_0 = \omega_p.$$

$$3) \left. \begin{array}{l} \omega_{0s}^2 = \frac{1}{LC_s} \\ \omega_{0z}^2 = \frac{1}{LC_z} \end{array} \right\} \omega_{0s} \approx \omega_{0z}$$

4) Рассмотрим ΔC :

$$\frac{W}{\Delta W_{\text{зад}}} = \frac{1}{2t} \sim \text{при засоряющих погоревах } (\delta \neq 0)$$

$$\Delta W_p = \frac{q^2}{2} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_1} \right) = \frac{q^2 (C_1 - C_2)}{2C_1 C_2} \approx \frac{q^2 \Delta C}{2C_1^2} = W \cdot \frac{\Delta C}{C_1}$$

$$\Rightarrow \Delta W_p = 2 \Delta W_p = 2W \cdot \frac{\Delta C}{C}$$

точка пересеч.

$$\frac{\Delta W_p \text{ зад}}{\Delta W_{\text{зад}}} = \frac{\Delta C}{C_1} \Rightarrow \frac{\Delta C}{C_1} > 1$$

~ должна быть
равн. это условие
для засорки

Важно, чтобы емкость изменялась $C_s \rightarrow C_z \ll T$ - период.

$$C(t) = \frac{C_0}{1 + m \cos \omega t}, \quad m < 1$$

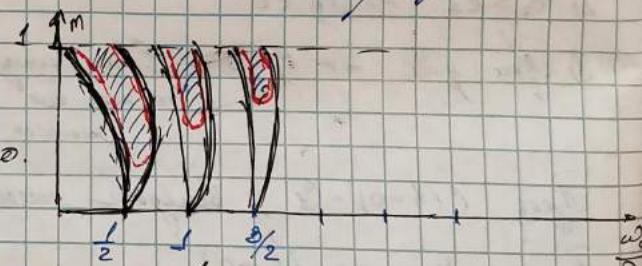
наиболее опасный.

Эт. емкость такого же вида.

— в случае погорев.

— в засорах

III - синусоидальный засор.



Такие гармоники называются, P_{ave} нет погорев.

ленин.

с/п

1

2

3

Особен

1) Рассе

2) $T =$

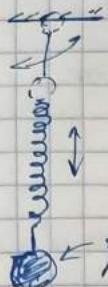
волну

ленин

Неман

Гусь

Лек. 4: маятник Гюйка. ~ нелинейное вибрационное колебание маятника, но с фазой-стартом.



$$\text{период} T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \text{ но } l - \text{ неconst.}$$

$$\text{период} T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}.$$

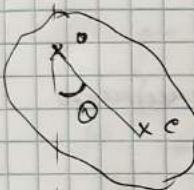
нелинейное превращение перехода в колебание маятника.

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

С/Р* на склоне пружинка совершает колебания при движении в наклонном виде (в гориз. плоск.), если ее концы наклонены к горизонтальной плоскости. (Нар. эта гипотеза выдвинута ее автором в начале 20 века.)

Особенности непрерывного вибрационного

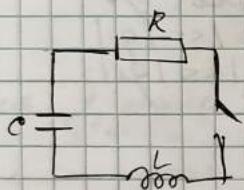
①



$$\ddot{\theta} + mg \frac{\sin \theta}{l} = 0 \quad (F_{\text{comp}} = 0)$$

~ пример непрерывного вибрационного.

②



$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0$$

Нелинейный вид имеет вид изображений

$$I = I(t) \Rightarrow R = R(t) = R(I)$$

$C = C(q)$ ~ для естественных колебаний.

$L = L(I)$ ~ естественные, собственные

Особенности:

1) Давно про $R=0$, $q(t) = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$ ~ т.е. прямой переход.

~ анти共振ное.

2) $T = T(A)$ ~ переход зат. со температурой (нагревательность)

Винчестерное колеб. : $\xi(t) = \xi_0 \cos \omega t$

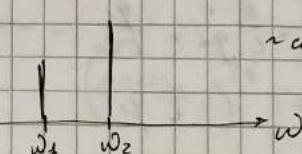
5.03.22

Лек. с-ши: $\xi_{\text{волнуем}} = \xi(\omega) \cos(\omega t - \psi)$ ~ частичное решение.

Нелинейная с-ши: $\omega_{\text{волнуем}} \neq \omega$

Гуго и $\xi \omega_1 \neq 0$ $\omega_2 \neq 0$

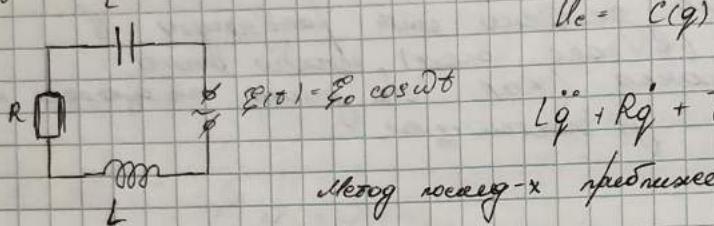
~ спектр бегущих волн



$\omega_1 \neq 0$ } $\Rightarrow \omega_{\text{сочет}} = n\omega_1 \pm m\omega_2$, где $n, m = 0, 1, \dots$
 $\omega_2 \neq 0$ } $\omega_{\text{сочет}} = n\omega_1 \pm m\omega_2$, где $n, m = 0, 1, \dots$
 - коэффициенты неодинаковы.

Пример качественное описание
динамического состояния
на основе метода стационарного

Пусть $R = \text{const}$, $L = \text{const}$; $C = C(q)$



В режиме стационар. $\frac{1}{C(q)} = \frac{1}{C_0} \cdot q^0 + \alpha q^1 + \beta q^2 + \dots$

$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{q}{C_0} + \alpha q^1 + \beta q^2 + \dots = E(t)$

квадрат. и кубич. нелинейность.

Пребывание стационар. в режиме стационар.:

$q(t) = q_0(t) + q_1(t) + q_2(t) + \dots$, где $|q_1| \ll |q_0|$

$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{q}{C_0} = E_0 \cos \omega t - \alpha q^1 - \beta q^2 \dots$

Бесконечное задание по стационар.
 \Rightarrow в 0 пребывания:

$|q = q_0|$ $q_0 + \frac{R}{L}\dot{q}_0 + \frac{q_0}{L C_0} = \frac{E_0}{L} \cos \omega t$

$q_0 = B(\omega) \cos(\omega t - \varphi)$

$B(\omega) = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \delta^2 \omega^2}}$, где $F_0 = \frac{E_0}{L}$, $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L C_0}}$,

$\delta = \frac{R}{2L}$

1 пребывание: в режиме стационар. $q = q_0 + q_1$, а в режиме стационар.
 q_0 , т.к. $|q_1| \ll |q_0|$ ~ можно считать пренебрежим.

$q = q_0 + q_1$ - в режиме стационар.

$\alpha q_1 + q_1 + \frac{R}{L}\dot{q}_0 + \frac{R}{L}\dot{q}_1 + \frac{q_0}{L C_0} + \frac{q_1}{L C_0} = \frac{E_0}{L} \cos \omega t - \frac{\alpha}{L} q_0^2 - \frac{\beta}{L} q_0^3$

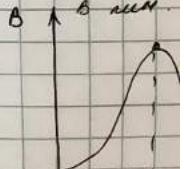
$\Rightarrow q_1 + \frac{R}{L}\dot{q}_1 + \frac{q_1}{L C_0} = - \frac{\alpha}{L} q_0^2 - \frac{\beta}{L} q_0^3$

1) квадратичная нелинейность: $(-\frac{\alpha}{L} q_0^2)$

2) кубическая

3) стационар.

4) период.



$\frac{I}{C}$

$$\frac{E_{\text{багр.}}}{L} = -\frac{\alpha}{L} q_0^2 - \frac{\alpha}{L} B(\omega) \cdot \cos^2(\omega t - \psi) =$$

$$= -\frac{\alpha}{2L} B^2(\omega) (1 + \cos(2\omega t - 2\psi))$$

\rightarrow получаем линейную систему с
одним степенью свободы на частоте ω и не
линейной силой.

$q_1 \rightarrow$ const величина,
 $q_1 \rightarrow \cos(\omega t - \psi)$ разность фаз ψ отлична от 2π

2) кубическая нелинейность: $(-\frac{\beta}{L} q_0^3)$

$$\frac{E_{\text{багр.}}}{L} = -\frac{\beta}{L} B^3(\omega) \cos^3(\omega t - \psi) =$$

$$= -\frac{\beta B^3(\omega)}{4L} (3 \cos(\omega t - \psi) + \cos(3\omega t - 3\psi))$$

изменение отклика на 3\omega.

\rightarrow для малых ... дает явно отклики на других частотах...

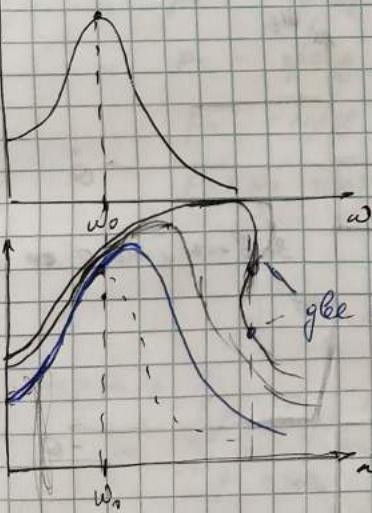
\rightarrow изменяется вид при преобразовании частоты.

$q_1 \rightarrow \cos(\omega t - \psi_\omega)$
 $q_1 \rightarrow \cos(3\omega t - \psi_{(3\omega)})$

Влияние на разомкнутую
систему.

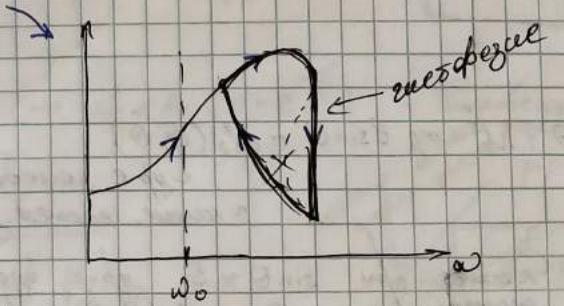
будет $\frac{\delta \omega}{\delta^2 \ll \omega_0^2}$; $\omega \approx \omega_{\text{рез}}$.

в этом случае.



-увелич. времени всп.
 где сори, там не сори.

При $\alpha = 0, \beta \neq 0, \beta > 0$ - кубич. нелинейность.



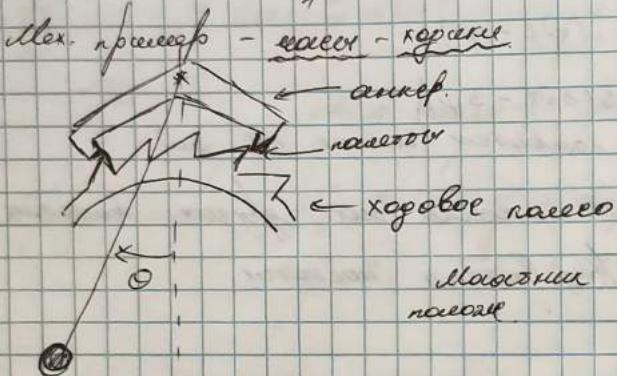
$$\frac{f}{c} = \frac{f}{c_0} + \alpha q + \beta q^2 + \dots$$

если $\omega \downarrow$, то обратно ведет к прошлому

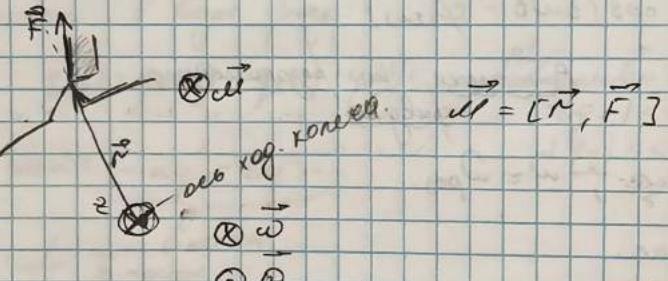
Автомобили.

- 1) Сверхизогнутые изогнутые колеса (но это грех F_{z0}!)
- 2) Нет винтового натяжения, т.е. колеса не подвешены из-за
- 3) Внужи сидеть если $F = \text{const}$ или $\varphi = \text{const}$.

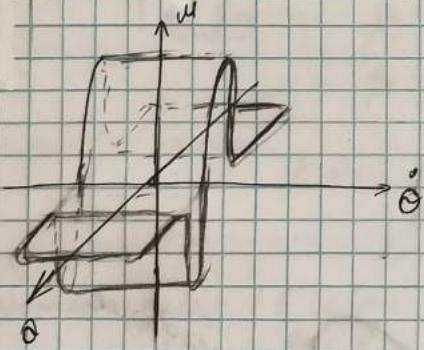
Оч. Так автомобилей много и колеса сидят винтовое подвеска, авт. изогнутые изогнутые колеса колеса (т.е. это сидят), на которых колеса сидят из-за не подвешены, но в колесах при этом промежуток изогнутые колеса.



Масштаб свободно колебл., кроме приводных колес.



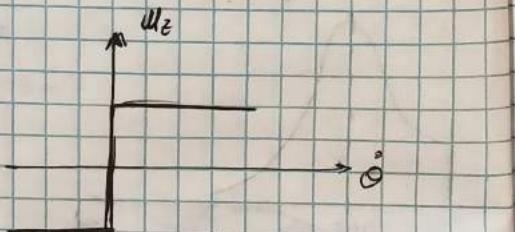
$$\ddot{\omega} = \vec{\Omega}; \quad \vec{M} = \vec{m}(\theta, \dot{\theta})$$



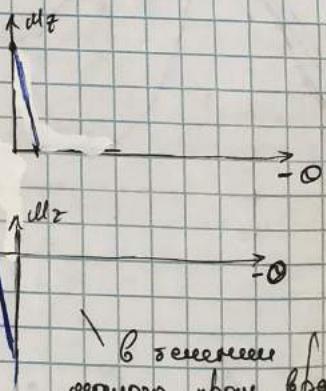
$$J\ddot{\theta} + h\dot{\theta} + mg l \sin\theta = m\ddot{r}(\theta, \dot{\theta})$$

~ ур-е колебаний
~ кинем. естеств. ур-е.

Далее при $\sin\theta \approx \theta$ ур-е будет выглядеть так $m\ddot{r}(\theta, \dot{\theta})$

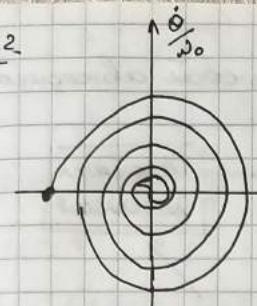


Задача горючее масла



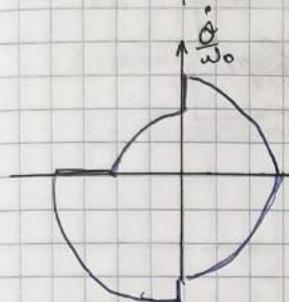
С земли
материала прои. временно

7.03.22



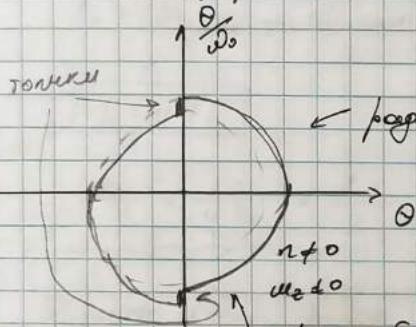
Кан. угл.: $\deg M_2$.

Соответствующий угл. вектор $\vec{\omega}$.



\deg отсчит., но не $M_2(0, \vec{\omega})$

вектор $\vec{\omega}$ поверн. M_2 :



подгруп. вектор $\vec{\omega}$ вектор $\vec{\omega}_0$, но при этом M_2 (вращение), а не $\vec{\omega}$. это не место.

при таких нач. уст-ях со временем б-е станет равн. (прогрессивное вращ.)

Однозн.: $P = \frac{\dot{\theta}}{\omega_0} \sim$ величина (коэффициент)

p_{n-1} - сразу после $n-1$ волны

p_n - сразу после n волны

p'_n - перед $n+1$ волной

$p_n = p'_n + \Delta P$ - это и есть "разрыв."

- $\frac{d}{2}$ - первое же значение разрыва.

$$p'_n = p_{n-1} e^{-\frac{d}{2}}$$

Постановка задачи (задача)

$$\begin{aligned} p_n &= p_{n-1} \\ \Rightarrow \begin{cases} p_n = p_{n-1} \cdot e^{-\frac{d}{2}} + \Delta P \\ p_n = p_{n-1} \end{cases} \end{aligned}$$

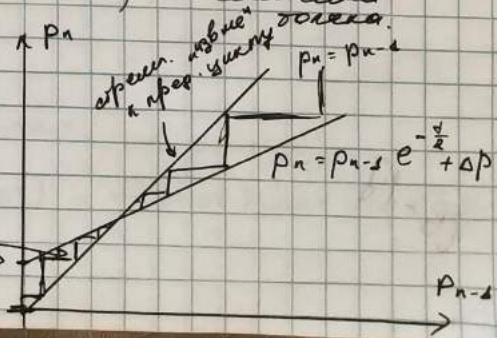
$$\Rightarrow \Delta P = p_n (1 - e^{-\frac{d}{2}})$$

- величина
перед. избыточной волны.

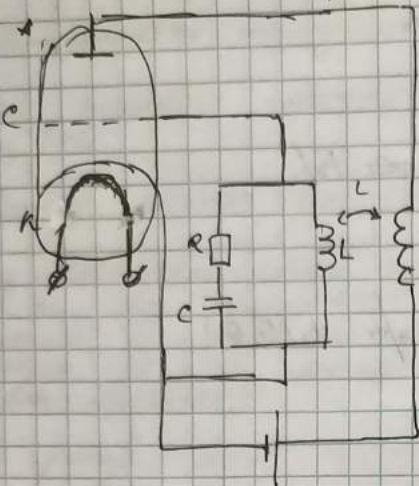
$$\Delta P \ll d: e^{-\frac{d}{2}} \approx 1 - \frac{d}{2}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta P \approx \frac{d}{2} p_n}$$

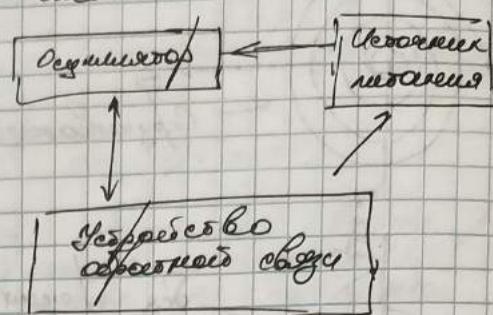
при симм. ΔP
избыточной волны



Принцип: Памятниковский генератор.



Блок схема моделей автогенератора:



$\Phi = \omega t$

$f(t)$

$f(t, t_0) =$

2

0

to

$K =$

Час
Преим

\Rightarrow

$$\phi = \omega t -$$

18/12

Раздел II. Волны

Колебательные волны

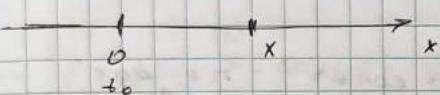
Ф. о. генератор

$$f(\vec{r}, t)$$

$$f(r, t) = f(r + \vec{r}, t + \tau)$$

2 - пространственный период
(период вдоль волны)

τ - временный период.



$$t_0 = \frac{x}{v_0}$$
 врем. волны.

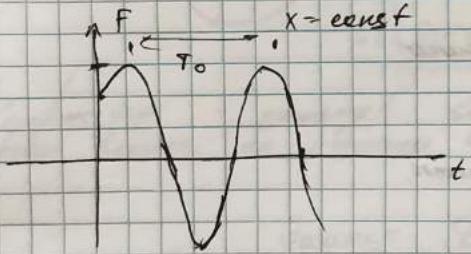
$$\boxed{L = v_0 T_0}$$

$$k = \frac{\omega_0}{v_0} = \frac{2\pi}{L} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

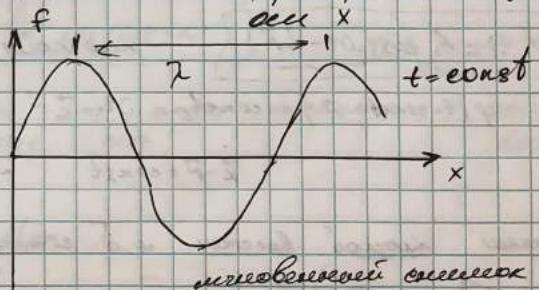
→ волновое число - пространственное, которое выражает пропорцию зон периода.

Частота (ω_0) определяет колебательный период времени волны (T_0) определяет среднюю частоту колебаний волны.

$\Rightarrow f(x, t) = A_0 \cos(\omega_0 t - kx)$ - волна, распространяющаяся вправо



- право волны



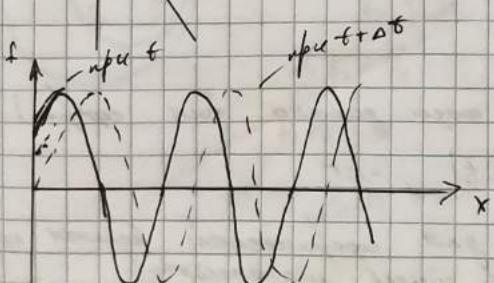
пространственный спектр

$$\varphi = \omega t - kx$$

- фаза волны

$$f(x, t) = A_0 \cos(\omega_0 t - kx) \sim \text{западная волна } x$$

$$f(x, t) = A_0 \cos(\omega_0 t + kx) \sim \text{западная волна } x$$



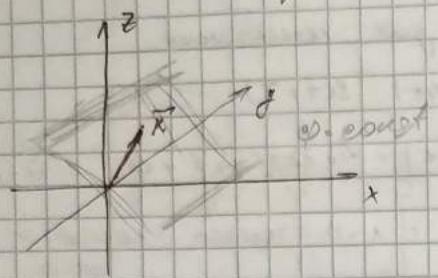
$$\Delta t < T$$

$$\varphi(x, t) = \omega t - kx$$

$$\varphi(x + \Delta x, t + \Delta t) = \omega(t + \Delta t) - k(x + \Delta x) \quad \text{①}$$

$$\varphi(x+\Delta x, t+\Delta t) - \varphi(x, t) = \omega \Delta t - \kappa \Delta x = \omega \Delta t - \frac{\omega \Delta x}{\frac{v}{\Delta t}} \quad \text{?}$$

и - гармонич. колеб.



$$|\vec{k}| = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{c}$$

$$\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$$

$$\varphi(x, y, z, t) = \omega t - k_x x - k_y y - k_z z = \omega t - (\vec{k}, \vec{r})$$

тогда $f(\vec{r}, t) = A_0 \cos(\omega t - (\vec{k}, \vec{r}))$ - if-е колеб. волны

Колеб. волны:

$$\text{if } \propto t - \text{const} \rightarrow \varphi = \underbrace{\omega t}_{\text{const}} - (\vec{k}, \vec{r}) = \text{const} - \text{т. е. все} \text{ поверхности} \text{ колеб. фазы.}$$

\rightarrow это if-е колеб. фазы:

$$(\vec{k}, \vec{r}) = \text{const} \Rightarrow \text{пов-ть: if-е колеб. } \perp \vec{k} \Rightarrow \text{нестаб. волна}$$

Оп. Родж. волны - колебания этого типа (пов-ть) на поверхности в движущемся веществе (т. е. $v = \text{const}$), $f(x, t) = \text{const}$

\rightarrow if-е колеб. волны колебание фазы - колебание.

\rightarrow колеб. фазы - колеб. движущегося вещества фазовая фазы.

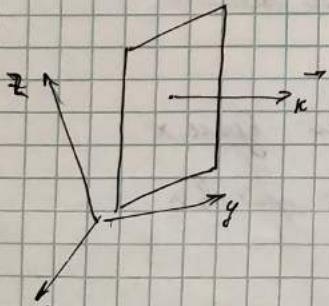
11.03.22.

$$\textcircled{1} \quad \left. f(\vec{r}, t) = A_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \right\} - \text{нестаб. волна}$$

$$\varphi(t = \text{const}, \vec{r}) = \text{const}_1 = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}$$

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = \text{const} \quad \sim \text{нестаб.}$$

Нестабильные колеб. волны и. д. стабиль.



2) Сферические волны (поверхностное колеб. фазы давления или экспл.)

$$\varphi(r, t) = \text{const} \quad \rightarrow \varphi(r, t)_{\text{const}} = \omega t|_{\text{const}} - kr$$

Изображ. \rightarrow для сферической волны на r не имеет значения

③ Волн.

Сферич. колеб.

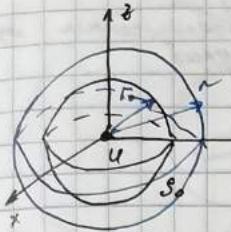
③ Волн.

a) убыв.

Волну распространяющую ве сферами называют.

Диаметр сферы:

$$\Phi_W(r_0) \sim W_0 S_0 \sim A_0^2 \cdot 4\pi r_0^2$$



Полоса сферы через две сферы движется одинаково (известно, что не изменяется).

$$\Rightarrow \Phi_W(r_0) = \Phi_W(r)$$

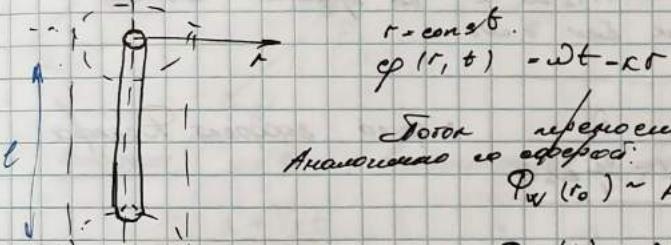
$$A_0^2 r_0^2 = A^2 r^2 \rightarrow A = \sqrt{\frac{r_0}{r}} = \frac{r_0}{r}$$

Амплитуда сферы спадает как $\frac{1}{r}$
(происходит спадение ячейки).

$$\Rightarrow f(r, t) = \frac{\alpha}{r} \cos(\omega t - kr)$$

~ уп-е сферических волн.

③ Униформированный волн



Полоса переносится через диаметр поб-но
аналогично и сферам.

$$\Phi_W(r_0) \sim A_0^2 \cdot S_{\text{диаметра}} = A_0^2 \cdot 2\pi r_0 l$$

$$\Phi_W(r) \sim A^2 \cdot 2\pi r l$$

$$A_0^2 \cdot r_0 = A^2 r \rightarrow A = A_0 \sqrt{\frac{r_0}{r}} = \frac{A_0}{\sqrt{r}}$$

$$\Rightarrow f(r, t) = \frac{\beta}{\sqrt{r}} \cos(\omega t - kr) \quad \sim \text{уп-е унiform.}$$

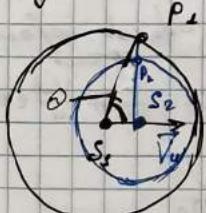
волны.

Сферы-акт "запечатлены" на волне движущихся r синхронно (одинаково),
но различно в фазе друг от друга (разные фазы волны).

Фазовое доплер.

④ В движении. (все и-ти, о квадратных или дублирующих изображениях - отн. сферы)

a) движение источника (таким-то)



$\Delta t = T_0$ - это время времени неизмененного периода между самым медленным.

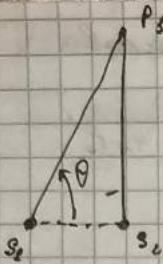
$$V_u < U \sim \text{фазовая сдвиг}$$

$$S_1 S_2 = V_u \cdot T_0$$

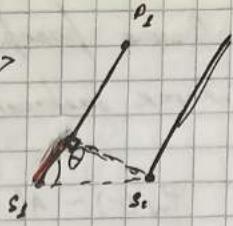
$$P_1 P_2 = 2$$

$$S_1 P_1 = S_2 P_2 + 4\Delta_0 \sim \text{из-за фазового сдвига.}$$

Быстро движущийся объект имеет P_1 и P_2 дальше.



Если $S_1 P_1 > S_1 S_2 \Rightarrow S_1 S_2$



а) гармоническое колебание.

$$\left. \begin{array}{l} S_2 P_1 \approx S_2 P_2 + S_2 S_1 \cos \theta = S_2 P_2 + V_u t_0 \cos \theta \\ S_2 P_2 = S_2 P_1 + u t_0 \end{array} \right\}$$

$$0 = \underbrace{(S_2 P_1 - S_2 P_2)}_{P_1 P_2} + V_u t_0 \cos \theta - u t_0$$

$$(u - V_u \cos \theta) t_0 = 2 \cdot \frac{d}{4} ; c = \frac{\omega}{4} \quad ; \quad \omega = \frac{c t_0}{\frac{d}{2}} \Rightarrow \frac{dt_0}{2} = \frac{\omega}{u} \rightarrow \frac{2}{4} = \frac{\omega}{u}$$

$$\frac{d}{4} = \frac{2\pi}{\omega} = \left(1 - \frac{V_u \cos \theta}{u}\right) \cdot \frac{2\pi}{\omega}$$

известна θ - рабе.

Если начальное колеб. в т. P_1 и P_2 наименее синхроничны ω , то неизмен. будет c и ω .

$$\Rightarrow \boxed{\omega = \frac{\omega_0}{1 - \frac{V_u}{u} \cos \theta}} \quad \text{~по-нар., звучит Доннер.}$$

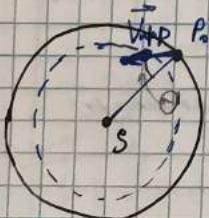
$$1) \theta = 0 \Rightarrow \omega = \frac{\omega_0}{1 - \frac{V_u}{u}} > \omega_0$$

$$2) \theta = \pi \Rightarrow \omega = \frac{\omega_0}{1 + \frac{V_u}{u}} < \omega_0$$

$$3) \theta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \omega = \omega_0 \quad \text{~а фрекн. не синхроничен}$$

$$\text{Если } V_u \ll u \Rightarrow \omega \approx \omega_0 \left(1 + \frac{V_u}{u} \cos \theta\right)$$

б) движение приближенное



$$\frac{SP_0}{SP} = \frac{r_0}{r}$$

$$SP_0 \gg PP_0 \Rightarrow r_0 = r + V_{ip} t \cos \theta \quad \text{~а фрекн. колебан.}$$

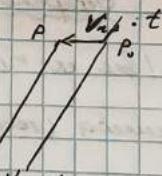
$$f(r, t) = A(r) \cos(\omega_0 (t - \frac{r}{u})) = A(r) \cos(\omega_0 (t - \frac{r_0}{u} + \frac{V_{ip} t \cos \theta}{u}))$$

$$= A(r) \cos(\omega_0 (1 + \frac{V_{ip}}{u} \cos \theta) t - \frac{\omega_0 r_0}{u})$$

посл. разго.

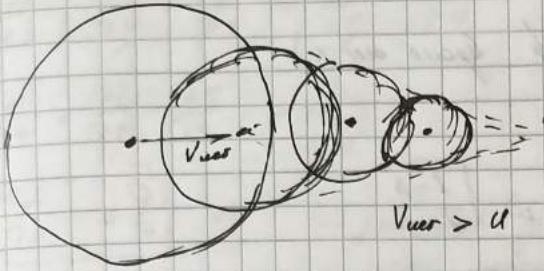
$$\Rightarrow \boxed{\omega = \omega_0 (1 + \frac{V_{ip}}{u} \cos \theta)}$$

~ колебл., звучит Доннер.,
когда V_{ip} макс. приближен.



E' (T, t)

Однако

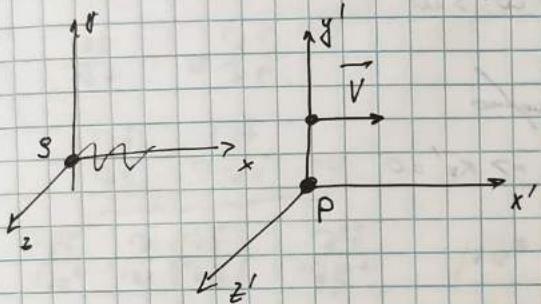


своеобразный волновой процесс

② Волне.

$$\vec{E}(\vec{r}, t)$$

Если в с.о., где движение, то имеем \vec{V} вправо \times



$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) = \vec{A}_0 \cos(\omega t - k_x x -$$

$$-k_y y - k_z z)$$

Видите! $u = c$. Вспоминаем преобразование координат.

$$x = \frac{x' + V_x t'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{V_x}{c}; \quad y = y', \quad z = z'$$

$$t = \frac{t' + x' V_x / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \cos \left(\omega \frac{t' + x' V_x / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - k_x \frac{x' + V_x t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} - k_y y' - k_z z' \right) =$$

$$= \vec{A}_0 \cos \left(\omega \frac{(\omega - k_x V_x)}{\sqrt{1 - \beta^2}} t' - \frac{(-\omega V_x / c^2 + k_x) x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} - k_y y' - k_z z' \right)$$

$$\vec{E}'(\vec{r}', t') = \vec{A}_0 \cos (\omega' t' - k'_x x' - k'_y y' - k'_z z')$$

$$\Rightarrow \omega' = \frac{\omega - k_x V_x}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$k'_x = \frac{k_x - \omega V_x / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$k'_y = k_y$$

$$k'_z = k_z$$

~ звук. Доплеровский эффект.

~ описываемое преобразование (расширение) всегда.

Общее представление:

$$\omega = \frac{\omega' + k'_x V_x}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$k'_x = \frac{k_x' + \omega' V_x / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Частичное суперпозиционе:

a) $K_x \neq 0, K_y = 0, K_z = 0$ (одна из осей x)

$$K = \frac{\omega}{c} = K$$

$$\omega' = \frac{\omega - K_x v_x}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\omega(1 - \frac{v_x}{c})}{\sqrt{1-\beta^2}} = \omega \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$

$$\beta = \frac{v_x}{c}$$

$$\text{если } \beta \ll 1 \Rightarrow \omega' = \omega \left(1 - \frac{1}{2}\beta \right) \left(1 - \frac{1}{2}\beta \right) \approx (1-\beta)\omega$$

$$\text{если } v_x > 0 \Rightarrow \omega' < \omega$$

$$v_x < 0 \Rightarrow \omega' > \omega$$

b) Исследование ведущих первых гармоник

$$\vec{k}' \parallel \vec{e}_y, \quad (\text{или } \vec{k}' \parallel \vec{e}_z) \Rightarrow K_y' = 0$$

$$\omega = \frac{\omega'}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\text{если } \beta \ll 1 \rightarrow \omega \approx \omega' \left(1 - \frac{\beta^2}{2} \right)$$

здесь это первая малая

~ гармонический эффект Доплера (или аналогичное действие при компрессии звука.)

также из-за преобразования времени.

14.03.22.

Случай сущест. ненулевых бинуарных част. вспомога. уравнение.

$f(\vec{r}, t) = A_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ ~ волна гармонического, его ходовая (это вспомога. сущест.).

Рядо \vec{k} шир. Где x ось x :



$$\vec{k} \cdot \vec{r} = kx$$

$$f(x, t) = f(x - ut)$$

примитив лок-т. по осям с генерации времени синхрониз.

$$\text{тогда } x - ut = S \text{ (задача)}$$

$$\text{Вспомога. константа: } \ddot{s} + 2\omega \dot{s} + \omega^2 s = 0$$

$$s = \underline{s(t)} \sim \text{однор. вспомога. примитив}$$

В нашем случае уп-е рядо в волнах преобразований:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \xi} / u$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t} = -u \frac{\partial f}{\partial \xi}$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0$$

~ решение даёт один диффузное уравнение (по x), и оно может зависеть от одного соотношения.

Тогда $f(x, t) = f(x+ut)$ ~ единственное решение x .

$$x+ut = \xi ; \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = 1; \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = u$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \xi} / u$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = u \frac{\partial f}{\partial \xi}$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} - u \frac{\partial f}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} \right) = \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} / u^2$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = -u \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} \right) = +u \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2}$$

~ единственное уравнение по ox

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = u \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} \right) = u^2 \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2}$$

один единственный, единственный диффузный

$$\Rightarrow \boxed{\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - u^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0}$$

~ один диффузный

решение этого уравнения:

$$f(x, t) = f_1(x-ut) + f_2(x+ut)$$

~ один диффузный уравнение от одинаковых и противоположных движений

$$\boxed{\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - u^2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right) = 0}$$

~ единственное диффузное

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \text{диффузное}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - u^2 \Delta f = 0}$$

~ уравнение Даламбера
~ просто известно.

Следование и всегда следование единство.
Повторяющееся единство.

$f(\vec{r}, t) = p(\vec{r}, t)$ ~ может быть единственным диффузным звуковым единством (сингулярным)

$\vec{f}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t)$ ~ неприменимое единство (единственное)

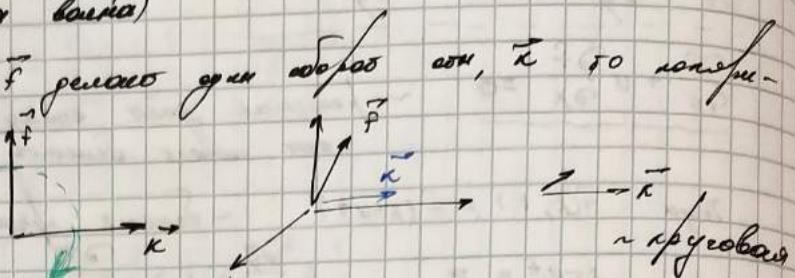
Две вокальные единства не имеют единственного звукового единства

② $\vec{f} \parallel \vec{n}$ ~ противоположные единства.

⑧ $\vec{F} \perp \vec{k}$ - колебание волны (аналогичная форма - колебание).
В этом случае колебание говорят о поперечном.

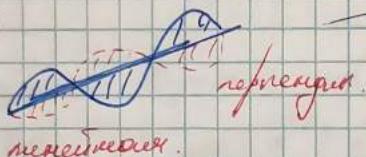
a) Если $\vec{F} \perp \vec{k}$ всегда, то поперечное колебание называется поперечным.

б) Если на плоскости волны \vec{F} делает один оборот π , то поперечное колебание называется круговым.



в) Если вектор \vec{F} делает полный оборот на плоскости волны, то поперечное колебание называется запрессивным.

Наглядно:



Волноводное колебание.
Особенности распространения
связанных с их концами
импульсов
Гуашевым способом.

Оп. Дисперсия - это явление зависимости скорости света от частоты.

u - дисперсионный коэффициент $\rightarrow u = u(\omega)$ \rightarrow явление дисперсии

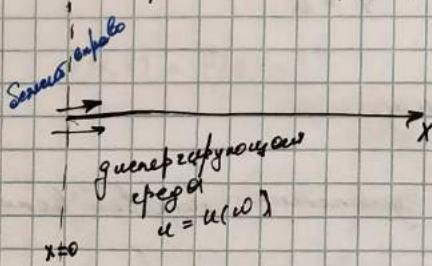
$$u = u(k)$$

$$u = u(\lambda)$$

Оп. Диспергирующая среда - среда, в которой наблюдается зависимость дисперсии.

Для гармонических волн звукового диапазона дисперсия - нет!
(просто, когда в спектре больше той гармоники)

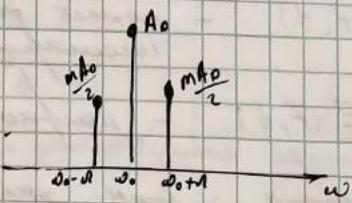
Но примере - распространение АИ-волны.



$$\vec{F}(x=0, t) = A_0 (1 + m \cos \omega_0 t) \cos \omega_0 t =$$

$$\begin{cases} \text{если } \omega \ll \omega_0 \\ m < 1 \end{cases} = A_0 \cos \omega_0 t + \frac{A_0 m}{2} \cos((\omega_0 + \omega)t) +$$

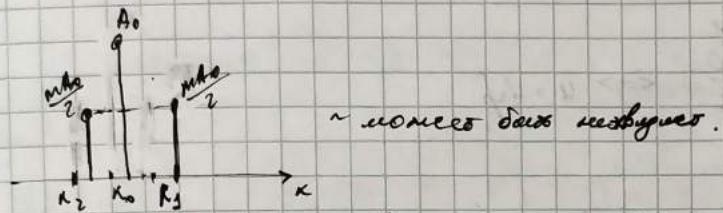
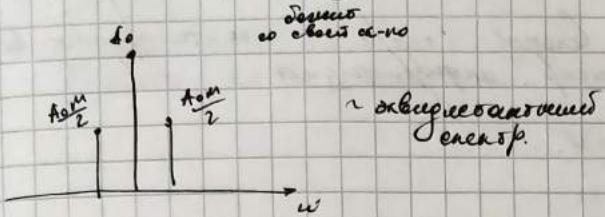
$$+ \frac{A_0 m}{2} \cos((\omega_0 - \omega)t)$$



$$f(x, t) = ?$$

Вторичное вспоможание обозначается: $\omega_0 + \omega = \omega_1$, $\omega_0 - \omega = \omega_2$; $K = \frac{\omega}{4}$

$$f(x, t) = A_0 \cos(\omega_0 t - K_0 x) + \frac{m A_0}{2} \cos(\omega_1 t - K_1 x) + \frac{m A_0}{2} \cos(\omega_2 t - K_2 x) \quad (1)$$



$$(1) A_0 \cos(\omega_0 t - K_0 x) + \frac{m A_0}{2} \cdot 2 \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{K_1 + K_2}{2} x\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{K_1 - K_2}{2} x\right)$$

$$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \omega_0; \quad \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} = \omega_2$$

$$\text{Обозначаем: } \frac{K_1 + K_2}{2} = K$$

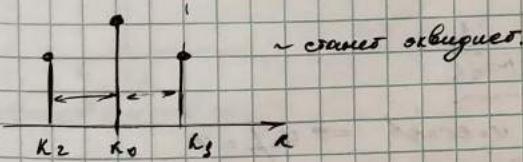
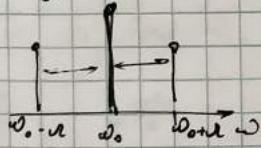
$\checkmark f(x, t) = A_0 \cos(\omega_0 t - K_0 x) + m A_0 \cos(\omega_2 t - K x) \cos(\omega_0 t - \frac{K_1 + K_2}{2} x)$

~ основное движение (основное)

Без гистерезиса: $u = \frac{\omega}{K} = \text{const}$ на $x=0$ обозначается y_0 или

$$\Rightarrow \frac{K_1 + K_2}{2} = K_0$$

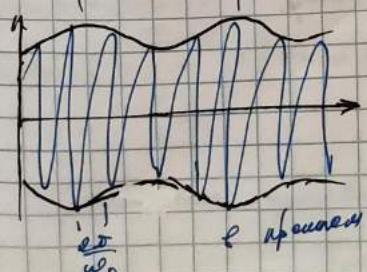
но не записано!



Суммарное седловое движение, тогда $\frac{K_1 + K_2}{2} \approx K_0$

$$\Rightarrow f(x, t) \approx A_0 \cos(\omega_0 t - K_0 x) + m A_0 \cos(\omega_2 t - K x) \cos(\omega_0 t - K_0 x) =$$

$$\approx A_0 (1 + m \cos(\omega_2 t - K x)) \cos(\omega_0 t - K_0 x) \quad \sim \text{одно. движ., не} \\ \text{затух.}$$

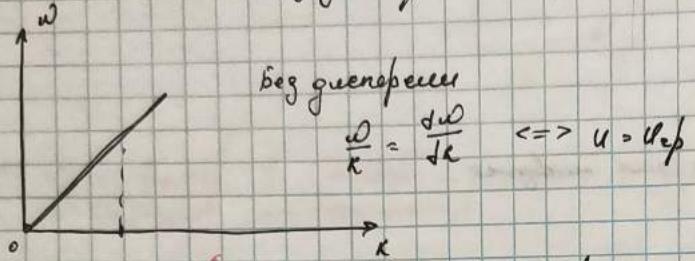


$$u = \frac{\omega_0}{K_0} \sim \text{однодом. колебл.}$$

$$\frac{\omega_2}{K} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{K_1 - K_0}; \quad \omega_2 < \omega_1 \text{ ближе к } \omega_0, \\ \text{т.к. } \omega_2 \ll \omega_0$$

$$\lim_{\substack{\omega_2 \rightarrow \omega_L \\ \kappa_2 \rightarrow \kappa_0}} \frac{\omega_2 - \omega_L}{\kappa_2 - \kappa_0} = \left. \frac{d\omega}{d\kappa} \right|_{\kappa_0} \quad \text{(онр-е производное)}$$

$U_{sp} = \frac{d\omega}{d\kappa}$ — амплитуда скорости волны (онр/c) — эк-го звукового конца, в которой расчет. информационный без генерации $U_{sp} = U$.



С генерацией (создаваемой генератором)
связанной из н.к.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= u & \operatorname{tg} \beta &= U_{sp} \rightarrow u \neq U_{sp} \\ \operatorname{tg} \alpha &= \frac{\omega}{\kappa}, \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{d\omega}{d\kappa} \end{aligned}$$

для динамика. (все расходящийся волны и волны, — волны с разными фазами.) интересно волны расходящиеся с разными фазами.

Зависимость $\omega(\kappa)$ назыв. генераторная характеристика

Первичная запись второго генератора
и расходящейся волны.

$$U_{sp} = \frac{d\omega}{d\kappa}$$

$$\textcircled{1} \quad u = \frac{\omega}{\kappa} \rightarrow \omega = u\kappa$$

$$\Rightarrow U_{sp} = \frac{d\omega}{d\kappa} = \frac{d(u\kappa)}{d\kappa} = u + \kappa \frac{du}{d\kappa}$$

Фазы связи: без генерации $u = \text{const} \Rightarrow U_{sp} = u$

$$\textcircled{2} \quad U_{sp} = \frac{d\omega}{d\kappa} = \left(\frac{d\kappa}{d\omega} \right)^{-1} = \left(\frac{d\kappa}{d\omega} \right)^{-1} = \left(\frac{u - \omega \frac{du}{d\omega}}{u^2} \right)^{-1} = \frac{u}{1 - \frac{\omega}{u} \frac{du}{d\omega}}$$

$$\kappa = \frac{\omega}{u}$$

18.03.22. $u = \frac{\omega}{\kappa}$
 $U_{sp} = \frac{d\omega}{d\kappa}$
бесконечно. звуков. волны

$$U_{sp} = \frac{u}{1 - \frac{\omega}{u} \frac{du}{d\omega}}$$

Def. Дисперсионный погод. нормализованный (стационарный) если $\frac{d\omega}{d\omega} < 0 \Rightarrow \omega_p < \omega$

Def. Дисперсионный погод. аномальный (изомодифицированный), если $\frac{d\omega}{d\omega} > 0 \Rightarrow \omega_p > \omega$

Пример: погод. (изомодифицированный)

$$\text{Радиус с-тн} \text{ волны в погод. } \alpha = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} \quad (*)$$

ω -частота волны

$$\omega_p^2 = \frac{c^2 n^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (\text{сж}) \sim \text{погод. частота, } n - \text{коэф. прозр. электронов}$$

\Rightarrow Необходимо: $\omega > \omega_p \Rightarrow \omega > c \sim \text{с этой с-тн волны. Волновая фаза!}$
аберразм. волна - звук - звук волна.

$\omega_p = ?$

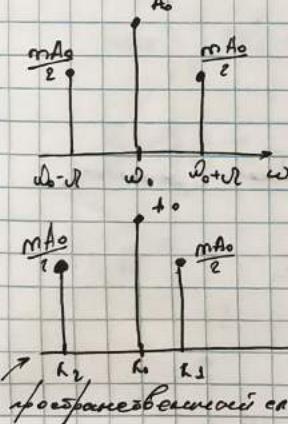
$$\omega_p = \frac{d\omega}{dK}, \quad \text{для } (*) \rightarrow \frac{\omega}{K} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}$$

$$c^2 K^2 = \omega^2 (1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}) = \omega^2 - \omega_p^2 \quad / \cdot \frac{1}{\omega^2}$$

$$c^2 \cdot 2K = 2\omega \cdot \frac{1}{\omega^2} \quad \text{равно}$$

$$\Rightarrow \frac{d\omega}{dK} = \frac{K \cdot c^2}{\omega^2} = \frac{c^2}{\omega} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < c$$

Тогда спроектировано 1-ое приближение
зарядов погоды?



$$\omega_0 + K \in \omega_1$$

$$\omega_0 - K \in \omega_2$$

$$f(x, t) = A_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x) + \frac{mA_0}{2} (\cos(\omega_1 t - k_1 x) + \cos(\omega_2 t - k_2 x))$$

$$\frac{k_1 + k_2}{2} \approx k_0 \quad (\text{умное для сплошной погоды})$$

$$\Leftrightarrow A_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x) + mA_0 \cos(\omega_0 t - \frac{k_1 + k_2}{2} x) \cos(\omega t - \frac{k_1 - k_2}{2} x)$$

$$\frac{k_1 - k_2}{2} \approx K$$

$$mA_0 \cos(\omega_0 t - \frac{k_1 + k_2}{2} x) \rightarrow mA_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x)$$

$$\Delta = mA_0 \left| \cos(\omega_0 t - \frac{k_1 + k_2}{2} x) - \cos(\omega_0 t - k_0 x) \right| =$$

$$= 2mA_0 \underbrace{\left| \sin\left(\frac{k_0 - \frac{k_1 + k_2}{2}}{2} x\right) \right|}_{\sim 1} \cdot \left| \sin\left(\omega_0 t - \frac{k_0 + \frac{k_1 + k_2}{2}}{2} x\right) \right|$$

Использование

$$\frac{k_1 + k_2}{2} \approx K' \quad \text{Доказательство} \quad \text{одинак. амплитуда } \sim 1.15 \times$$

$$2mA_0 \left| \sin\left(\frac{k_0 - K'}{2} x\right) \right| \ll mA_0 \quad \Rightarrow \left| \sin\left(\frac{k_0 - K'}{2} x\right) \right| \ll \frac{1}{2}$$

$\sin \alpha \ll \alpha \sim \text{бесконечн.}$

\Rightarrow Значение погоды:

$$((k_0 - K') x) \ll 1$$

Справедливо не для всех x (из-за 1-е приближения)

Ряды или гармоники ω_0 $K(\omega) = F(\omega)$

$$\begin{aligned} K_1 &= K_1(\omega_0) = F(\omega_0 + \omega) \approx \\ K_2 &= K_2(\omega_0) = F(\omega_0 - \omega) \\ K_0 &= F(\omega_0) \end{aligned}$$

Причины уменьшения, когда $\omega \ll \omega_0$.

$$K_1 = K_1(\omega_0) = F(\omega_0 + \omega) \approx F(\omega_0) + \frac{\frac{dF}{d\omega}}{\omega_0} \cdot \omega + \frac{1}{2} \frac{\frac{d^2F}{d\omega^2}}{\omega_0} \cdot \omega^2$$

$$K_2 = K_2(\omega_0) = F(\omega_0 - \omega) \approx F(\omega_0) - \frac{\frac{dF}{d\omega}}{\omega_0} \cdot \omega + \frac{1}{2} \frac{\frac{d^2F}{d\omega^2}}{\omega_0} \cdot \omega^2$$

$$K' = \frac{K_1 + K_2}{2} = \underbrace{F(\omega_0)}_{K_0} + \frac{1}{2} \frac{\frac{d^2F}{d\omega^2}}{\omega_0} \cdot \omega^2$$

$$|(K_0 - K') \omega| = \left| \frac{1}{2} \frac{\frac{d^2F}{d\omega^2}}{\omega_0} \right| \omega^2 \ll 1.$$

$$\Rightarrow \omega \ll \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\frac{d^2F}{d\omega^2}}{\omega_0}} \quad \text{или} \quad \omega \ll \sqrt{\frac{d^2F}{d\omega^2}}$$

$$\frac{dF}{d\omega} = \frac{dK}{\sqrt{\omega}}$$

Таким образом при малых ω можно пренебречь ω , т.е. $\omega \downarrow$ (оно не влияет на результат).
Таким образом $\omega \uparrow \Rightarrow K' \downarrow \Rightarrow K \downarrow$

Причина этого в том, что при малых ω коэффициенты в формуле для K' становятся небольшими.

Интерференция волн.

Мы рассмотрим две гармонические волны!

Сумма синусоидальных волн.

$$\begin{aligned} f_1(\vec{r}, t) &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_1(\vec{r})) \\ f_2(\vec{r}, t) &= A_2 \cos(\omega t + \varphi_2(\vec{r})) \end{aligned} \quad \text{где } \omega \text{ одинаков}$$

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega \quad \text{— синхронные.}$$

$$f(\vec{r}, t) = f_1(\vec{r}, t) + f_2(\vec{r}, t) = ?$$

$$f(\vec{r}, t) = A \cos(\omega t + \varphi(\vec{r}))$$

$$\textcircled{1} \cos \Delta \varphi(\vec{r}) = 1 \quad \text{— max.}$$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

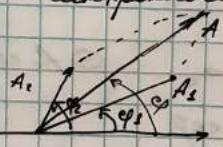
$$\Rightarrow A^2 > A_1^2 + A_2^2 \quad (\text{если } -\pi < \Delta \varphi < \pi)$$

$$I \equiv A^2 \quad \text{— интенсивность.}$$

$$\Rightarrow I > I_1 + I_2 \quad \sim \text{изофазность колебаний}$$

$$\textcircled{2} \cos \Delta \varphi(\vec{r}) = -1 \quad \text{— min.}$$

$$A^2 = (A_1 - A_2)^2$$



$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$\cos \Delta \varphi = \frac{A^2 - A_1^2 - A_2^2}{2A_1 A_2} = \frac{A^2 - A_1^2 - A_2^2}{2A_1 A_2} = \frac{A^2 - A_1^2 - A_2^2}{2A_1 A_2}$$

В результате получим выражение для интенсивности:

$$I < I_1 + I_2$$

~ искажение фазы и частоты.

$$\textcircled{1} \quad \cos \Delta \varphi(\vec{r}) = 0$$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2$$

$$I = I_1 + I_2$$

~ искажение фазы и амплитуды!

Зад. Искажение фазы - это изменение или сдвиг фазы звуков, проходящих при наложении волновых полей.

Более простой:

\textcircled{2} Построение:

$$\varphi_s(\vec{r}) = \vec{k}_1 \vec{r} + \varphi_{0s}$$

$$\varphi_o(\vec{r}) = \vec{k}_2 \vec{r} + \varphi_{0o}$$

Взаимное синхронизированное движение в одинаковых полях.

$$\omega_s = \omega_o = \omega \rightarrow u_s = u_o - \text{одно из них}$$

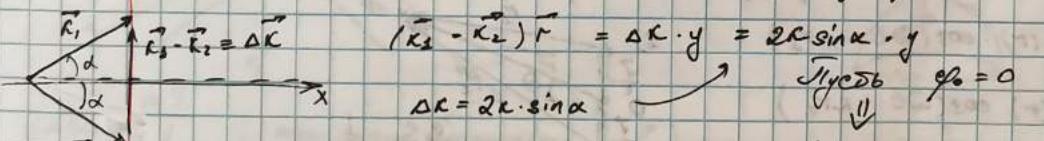
$$u = \frac{\omega}{k} \Rightarrow |\vec{k}_s| = |\vec{k}_o| = k$$

На волнах не могут одновременно возникнуть две фазы.

$$\Delta \varphi(\vec{r}) = \varphi_s(\vec{r}) - \varphi_o(\vec{r}) = (\vec{k}_s - \vec{k}_o) \vec{r} + (\varphi_{0s} - \varphi_{0o}) \quad \text{Когда } \varphi_{0s} \text{ или } \varphi_{0o} \text{ макс или мин}$$

$$\max: (\vec{k}_s - \vec{k}_o) \vec{r} + \varphi_{0s} = 2\pi m \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

или $\varphi_{0s} - \varphi_{0o}$ максимальной фазы. разностная фаза $\Delta \varphi$.

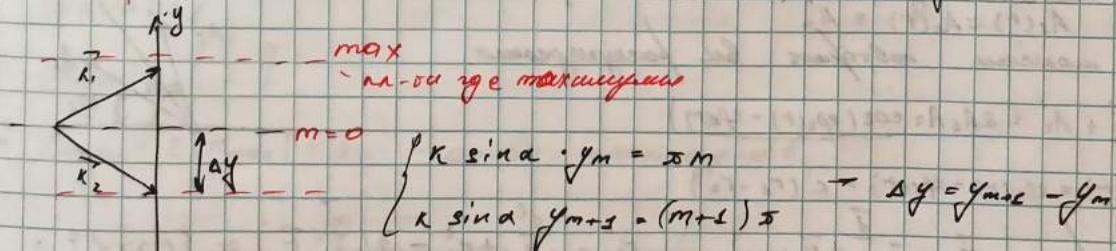


$$(\vec{k}_s - \vec{k}_o) \vec{r} = \Delta k \cdot y = \Delta k \cdot y = 2k \sin \alpha \cdot y$$

$$\Delta k = 2k \sin \alpha$$

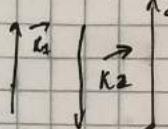
$$\text{При } \varphi_{0s} = 0 \\ \Downarrow$$

$$2k \sin \alpha \cdot y = 2\pi m$$



$$\Delta y = \frac{\pi}{k \sin \alpha} = f_k = \frac{\omega}{2} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$$

$$\Delta y - \min \text{ при } \sin \alpha = 1 \quad (\alpha = \frac{\pi}{2})$$



Синусoidalное колебание.

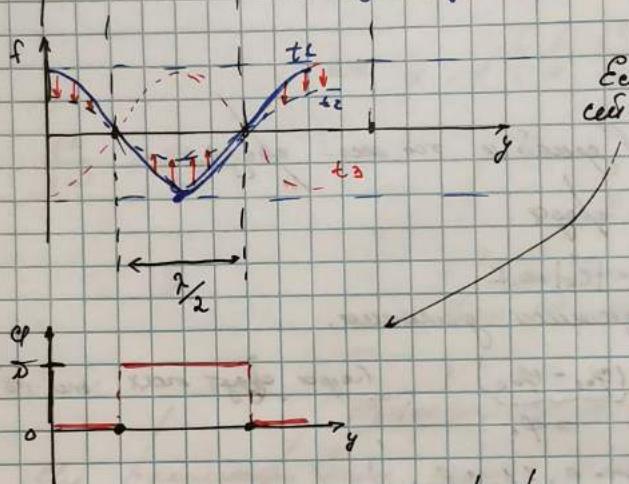
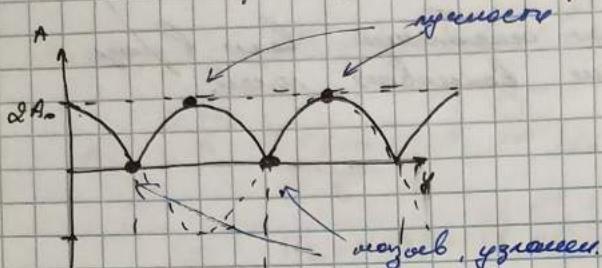
$$f(y, t) = A \cos(\omega t - \Delta y)$$

$$f_2(y, t) = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

Прич. $A_1 = A_2 \equiv A_0$

$$\Rightarrow f(y, t) = f_1(y, t) + f_2(y, t) = A_0 \cos(\varphi_1) \cos(\omega t),$$

$A = 2A_0 \cdot |\cos(\varphi_1)|$ ~ ампл. поглощ. в разных волнах преобразов.



Если в дис. волны φ_1 не равны, то сдвиг:

25.03.22.

Изображение суперпозиции волн.

$$f_1(r, t) = A_1(r) \cos(\omega t - \varphi_{1r})$$

$$f_2(r, t) = A_2(r) \cos(\omega t - \varphi_{2r})$$

Пусть P находящегося дальше, то:

$$A_1(r) \approx A_1(R) = A_0$$

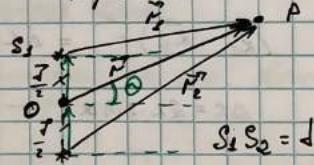
• когда монитор наблюдается все поглощается.

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2(r) - \varphi_1(r))$$

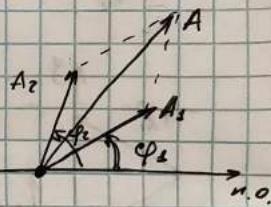
$$\Delta\varphi(r) = \varphi_2(r) - \varphi_1(r) = R(r_2 - r_1)$$

Угл. разности: $\vec{r}_1 = -\frac{d}{2} + \vec{r}$

$$\vec{r}_2 = +\frac{d}{2} + \vec{r}$$



$$S_1 S_2 = d$$



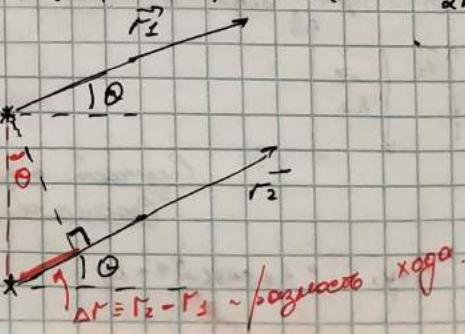
$$\begin{aligned} r_{1,2}^2 &= \frac{d^2}{4} + r^2 \mp 2\left(\frac{d}{2}, r\right) \approx \sqrt{r^2 + \frac{d^2}{4}} \approx \\ &\approx r^2 \left(1 \pm \frac{d}{r} \sin\theta\right) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow r_{1,2} = r \left(1 \pm \frac{d}{r} \sin\theta\right)^{\frac{1}{2}} \approx r \left(1 \pm \frac{ds \sin\theta}{2r}\right)$$

$r_2 - r_1$ - угл. разности хода волн.

$$\Delta\varphi = \kappa \cdot (1 \pm \frac{ds \sin\theta}{2r})$$

κ -поглощ. Влияние поглощения на фазу



На ближайших расстояниях сферич. и плоскост. волновые фазы не совпадают.

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \sqrt{s} \sin \Theta \rightarrow \Delta \varphi = c \cdot (-\sqrt{s} \sin \Theta) = -k \Delta r \text{ чисто в. пределе.}$$

Чистофазоволнистый максимум: $\cos \Delta \varphi = 1$.

$$\Delta \varphi = 2\pi m, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$k \sqrt{s} \sin \Theta_m = 2\pi m, k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

чисто в. пределе. условие.

$$\sin \Theta_m = \frac{m \lambda}{d}$$

минимум: $\cos \Delta \varphi = -1$

$$\Delta \varphi = \pi + 2\pi m, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

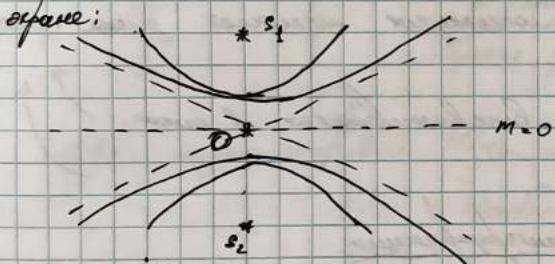
$$\sin \Theta_m = \frac{m \lambda}{d} + \frac{\pi}{2}$$

Комбо не зависит от расстояния, т.к. волна, на которых максимум максимум минимум (т.е. где $\Delta r = \text{const}$) ~.

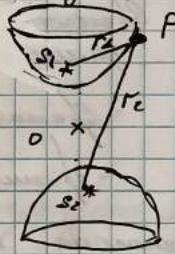
$$\Delta \varphi = \text{const} \Rightarrow \Delta r = \text{const}$$

\Rightarrow Комбо ~ двухвольновый интерференция.

На сфере:



$$\sin \Theta_m = \frac{m \lambda}{d} \quad (\text{максимальное } m?)$$



$$|\sin \Theta_m| \leq 1$$

$$|m_{\max}| = \left[\frac{d}{\lambda} \right]$$

$$N_{\max} = 2|m_{\max}| + 1 \sim \text{рас. вд. максимумов.}$$

Особенности чистофазоволнистых волн.

② Одномерная волна - электромагнитная волна (т.е. векторная.)
Векторные волны:

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \varphi_1(\vec{r}))$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \varphi_2(\vec{r}))$$

Д-регистратор!

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \varphi(\vec{r}))$$

$$\vec{E}_0^2 = \vec{E}_{01}^2 + \vec{E}_{02}^2 + 2(\vec{E}_{01}, \vec{E}_{02})$$

чистофазоволнистое колебание.

$E_{0x} \vec{E}_0 \perp \vec{E}_{0z} \Rightarrow$ неизфазированное изб.

т.о., чтобы было изфазированное $(\vec{E}_{0x}, \vec{E}_{0z}) \neq \frac{\pi}{2}$
изб., то необходимо, что

② Рассмотрим случай неизб. (например, лампочка не работает
изб., если есть помеха. разные ча-
стоты, то образуют изб.).

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{0x} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r} + \varphi_{0x}(t))$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{0z} \cos(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r} + \varphi_{0z}(t))$$

$$E_{0x} = E_{0z} = E_0$$

$$\vec{E}_{0x} \parallel \vec{E}_{0z}$$

→ изб. изб. (см. слайд)

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot 2 \cos(\omega t - \frac{\vec{k}_1 + \vec{k}_2}{2} \vec{r} + \frac{\varphi_{0x}(t) + \varphi_{0z}(t)}{2}) \cdot \cos\left(\frac{\vec{k}_1 - \vec{k}_2}{2} \vec{r} + \frac{\varphi_{0x} - \varphi_{0z}}{2}\right)$$

Числ. изб. вспомога-
(затухание сферы) на изб. изб.: $J = A^2$
 $J(\vec{r}, t) = 4E_0^2 \cos^2(\omega t - \frac{\vec{k}_1 + \vec{k}_2}{2} \vec{r} + \frac{\varphi_{0x} + \varphi_{0z}}{2}) \cos^2\left(\frac{\Delta \vec{k} \vec{r}}{2} + \frac{\varphi_{0x} - \varphi_{0z}}{2}\right)$

Если же сферы уединены, то изб. изб. неизб.
изб., то все зачинается.

$\approx 50^{\circ}\text{c}.$ ~ сферы, за которые вспомогаются в изб.

$\Delta t \approx 0,2\text{c}$. ~ приводят звуки.

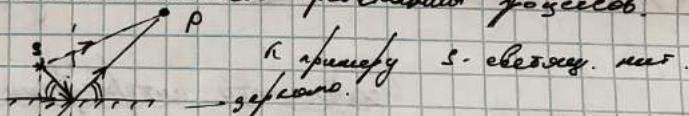
Следует о изб. изб. изфазированном изб. изб.

1) Разложение изб. изб. (разложение изб. изб.)

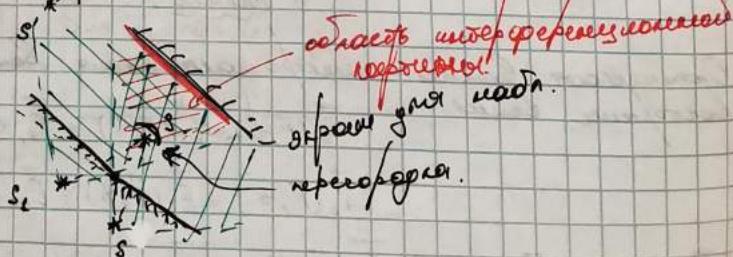
2) Разложение (разложение) колебательного процесса.

При 1 способе: Необходимо $\varphi_{0x}(t) - \varphi_{0z}(t) = \text{const}$ (изфазированное изб.,
коэффициент - соизмеримое прохождение процессов).

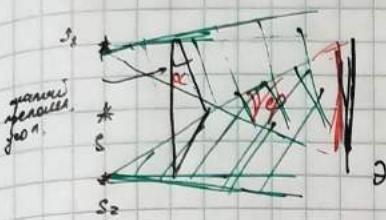
1) Вертикальный



2) Диагональный



3) Биполярный

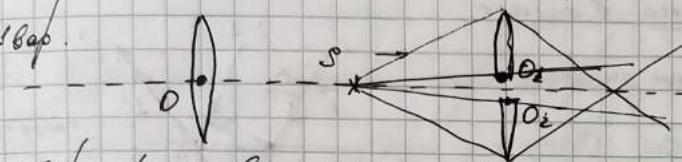


— на экране изображ. картины

$$\phi = (n - 1) \alpha$$

4) Бинокулярное видение. (глаза с обр. пучком разделяются на две части.)

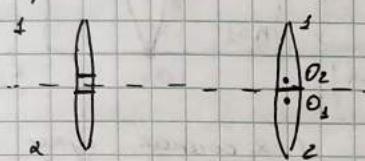
1806.



Через зрачок проходит два изображения.

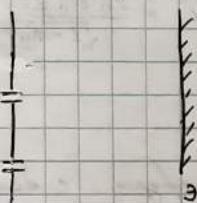
S - место, первое не-то раскрыто.

1807. (проект бинокулярного зрения.)



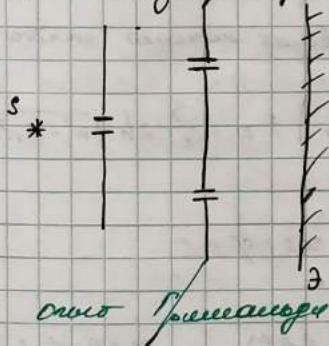
Совпадение первого и второго изображений — место бинокулярного зрения.

1807.



Изображения не совпадают. из-за того, что Солнце, имея поэтое большое расстояние (близко к бесконечности), — место, где первое уда.

1807. подтверждение Мон. (они же Мон.)



Место бинокулярного изображения совпадает.

Н.т.: место бинокулярного (в центре изображения)

изображение
находится в
центре изображения

№ 2 способ: Расщепление светового фронта.

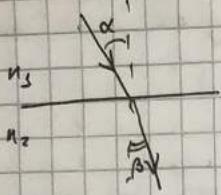
Предварительное замечание: 1) Луч — поглощенный из первич. излучения, это излучение, прошло сквозь расп. сред.

В азимутальной плоскости волны луча — 350 пиксель (приблизительно). К, в случае сферич. систем — максимум + минимум фронта.

2) Разбивается на 1000 частей в сфере ($U = \frac{c}{n}$) : с. с. в. светод. в вакууме, и — поглощается преломляющей средой.

Наилучшее: $n = \frac{c}{U}$ — опт.

3) Задача преломления :



$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

23-1 Синус

25.03.22.

Интерференция света в

трубках. Поясните работу поляризатора.

Пространство в окнах.

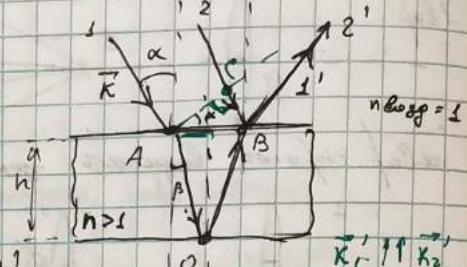
это неожиданно

Будет одинаковая важная (значит одинаково)

$$n = \frac{c}{v}$$

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_3 = r_1 r_3 = r_1 (AO + OB) = 2 \cdot \frac{\omega}{n_1} \cdot AO = \\ &= \frac{2\omega h}{c} \cdot \frac{h}{\cos \beta} = \frac{\omega}{c} n_1 \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \left\{ \begin{array}{l} \text{3-я Синус} \\ \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \end{array} \right\} \\ &= \frac{\omega}{c} \cdot \frac{2h n}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{2hn^2}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_2 &= \vec{r}_2 \cdot \vec{r}_1 = r_2 r_1 = \frac{\omega}{c} \cdot BC \quad \left\{ \begin{array}{l} BC = AB \cdot \sin \alpha = 2h \cdot \tan \beta \cdot \sin \alpha = \frac{2h \sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} \\ \text{--- единственный горизонт} \end{array} \right\} \\ \textcircled{2} \quad \frac{\omega}{c} \cdot \frac{2h \sin^2 \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}\end{aligned}$$



1-2 одинак. разные но
разное появление в разных точках

$$\text{--- единственный горизонт}$$

✓ Установлено! (пока без обоснования): при работе с экраном с дыркой получаемое пропадающее зеркало склонено настолько что π .

$$\text{т.е. } \varphi_{2z} = \varphi_2 \pm \pi$$

некоторо, $n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta \rightarrow$ и то и то зеркало получает некоторое значение

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_{2z} = \frac{\omega}{c} \cdot 2h \left(\frac{n^2}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} - \frac{\sin^2 \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \pm \pi = \frac{\omega}{c} \cdot 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \pi$$

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{T}; \text{ максимум наблюдается, когда: } \cos \Delta \varphi = 1$$

$$\frac{\pi}{2} \cdot 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \pi = 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

$$\text{условие макс. } 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (m \pm \frac{1}{2}) \lambda$$

(если $m = 0$ зеркало склонено вспять)

Если $\cos \Delta \varphi = -1$ ~ условие исчезновения.
 m - порядок интерференционного исчезновения.

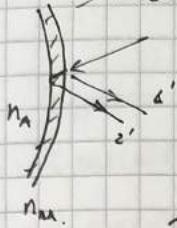
$$2h n \cos \beta = (m \pm \frac{1}{2}) \lambda$$

При выполнении этого условия можно наблюдать зеркало склонено (т.е. склонение постоянное) $\rightarrow h, n \propto \lambda \cos \beta \rightarrow m = \text{const.}$

условие мин: $\cos \Delta \varphi = -1$

$$2h n \cos \beta = m \lambda$$

Как можно избавиться от бликов? (как падки в салоне.)



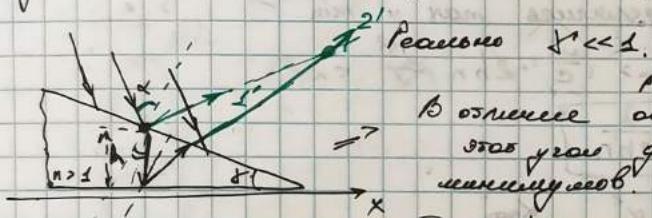
n_1 - показатель преломления
за счет отражения от зеркала получают зеркальное изображение друга друга \rightarrow избав. от бликов.
 $n_{\text{пр}} = \sqrt{n_1}$ - полное преломление

~ просветление оптики.

Что будет, если сделать параллельные пленки?

- ① Если в падающем свете пленки $n = n(\vec{r}) \Rightarrow$ макс и мин в разных местах \Rightarrow где-то яркие полосы, где-то нет \Rightarrow получится равномерного перекрашивания.

- ② Две падающие на пленку.



В отличие от пленки $- (l'_1, l'_2) \neq 0$
это дает перекрашивание пленки.

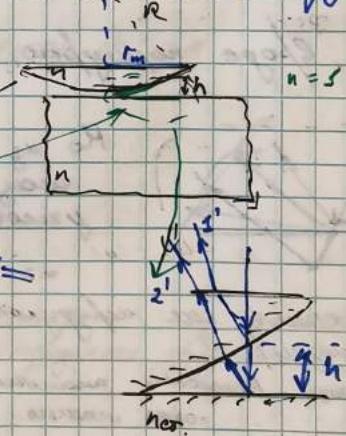
Луч при n -волне, для которого, что-нибудь отразилось \rightarrow не поглощается \rightarrow где-то ярко еще поглощается, а дальше поглощается где-то ярко \rightarrow где-то будет перекрашивание (перекрашивание макс и мин) \rightarrow перекрашивание пленки.

Пример: Голубой Магнитоид.

Его пленка склоняется падающим излучением с большим зарядом срабатывает

допущение пленки

излучение l' и $2'$ недоплавлено



$$\alpha > 0 \Rightarrow \beta \approx 0$$

$$\text{макс: } 2hn \approx (m \pm \frac{1}{2})\lambda$$

Перекрашивание с гашение спики (спики) и цветового разноцветного изображения.

- ③ Допущение h :

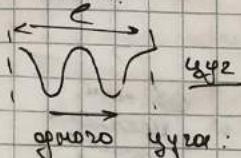
Время вспышки \sim время для однократного прохода.

$$\tau \approx 10^{-10} \text{ с.}$$

$$\text{диаметр зеркала} - R = c\tau = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{с}}{\text{с}} \cdot 10^{-10} \text{ с.} \approx 3 \text{ см.}$$

Разное хода допущено для изображения

$$\Delta r = \frac{\Delta \phi}{k} < \tau$$

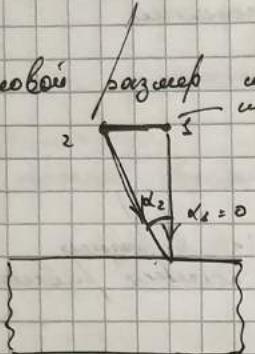


Пусть $\alpha = 0 \Rightarrow \cos \beta = 1$;

$$r = \frac{\omega}{c} \rightarrow \Delta r = \frac{\Delta \varphi}{\omega} = 2hn < l$$

$$h < \frac{c^2}{2\omega} \text{ неравенство.}$$

② Угловой разброс неодинаков (угловой разброс максимален)



$$\text{Если } \alpha_2 = 0 \Rightarrow \beta_2 = 0 \Rightarrow \Delta \varphi_{(2)} = \frac{\omega}{c} \cdot 2hn \pm \pi$$

$$\begin{aligned} \alpha_2 \neq 0 \Rightarrow \beta_2 \ll 1 \Rightarrow \Delta \varphi_{(2)} &= \frac{\omega}{c} 2hn \cos \beta \pm \pi \approx \\ \alpha_2 \ll 1 \Rightarrow \beta_2 &\approx \frac{\omega}{c} \cdot 2hn \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) \pm \pi \end{aligned}$$

Различие разбросов для двух волн $< \pi$.
Для этого необходимо разделять максимум и минимум, т.е.

$$\Delta \varphi_{(1)} - \Delta \varphi_{(2)} < \pi \Rightarrow \frac{\omega}{c} \cdot 2hn \cdot \frac{\beta^2}{2} < \pi$$

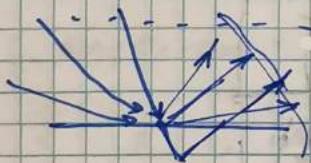
$$\beta^2 < \frac{\lambda}{2hn}$$

но, в случае изображения

$$\beta_2^2 = \frac{\alpha_2^2}{n^2} = \frac{\alpha_{\max}^2}{n^2}$$

$$\frac{\alpha^2}{n^2} < \frac{2hn}{\lambda} \text{ неравенство на угловой разброс волн. (максимальное значение)}$$

Но лучше, чтобы получилось, но есть "красивое" выражение.



Но из всего набора отдельных волн \rightarrow максимумы сдвигаются между собой из-за них (т.е. угловой разброс каждого звукового максимума.)

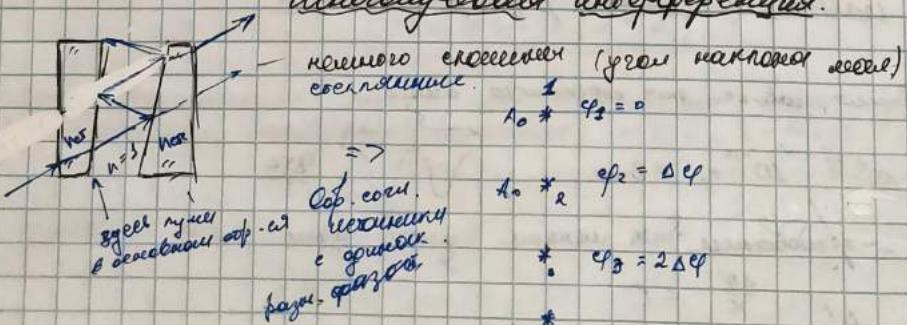
\Rightarrow т.е. неодинаков \Rightarrow приведено.

Ит? Объясните как пересекают максимумы и как уменьшается разброс?

Каждый максимум аналогично тому, что выше получится движение звуковых максимумов.

28.03.22.

Интерферометр Рабри-Лево
аналогичный интерферометру.



$$A_0 * \varphi_2 = 0$$

$$A_0 * \varphi_2 = \Delta \varphi$$

$$* \quad \varphi_3 = 2\Delta \varphi$$

*

1. Дифракция
2. Интерференция
3. Дисперсия
4. Радио-
5. Радиоло-

Гравировка

5
Ударение

$$\Delta \varphi = \kappa \cdot 2 h n \cos \beta ; \quad \beta \approx \text{угол падения}$$

\Rightarrow Погрешность измерения концентрации с помощью амперометрии

$$S_1 = A_0 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$S_2 = A_0 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

$$S_N = A_0 \cos(\omega t + \varphi_N)$$

$$\varphi_N = (N-1) \Delta \varphi$$

Факт. разн. фаз

$$A_1 = A_0 e^{i \omega t}$$

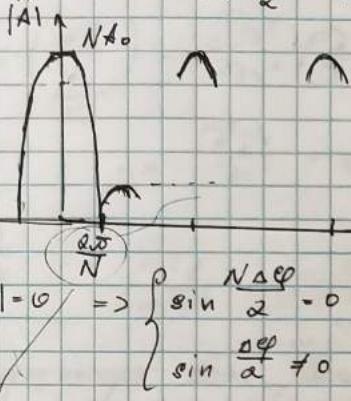
$$\varphi_1 = A_0 \cdot e^{i \omega t}$$

$$S_N = A_0 e^{i \omega t} \cdot e^{i(N-1) \Delta \varphi}$$

$$S = \sum_{i=1}^N S_i$$

$$A = A_0 (1 + e^{i \Delta \varphi} + \dots + e^{i(N-1) \Delta \varphi}) = A_0 \cdot 1 \cdot \frac{1 - e^{i N \Delta \varphi}}{1 - e^{i \Delta \varphi}} = A_0 \cdot \frac{e^{i \frac{N \Delta \varphi}{2}} (e^{-i \frac{N \Delta \varphi}{2}} - e^{-i \frac{\Delta \varphi}{2}})}{e^{i \frac{\Delta \varphi}{2}} (e^{-i \frac{\Delta \varphi}{2}} - e^{i \frac{\Delta \varphi}{2}})}$$

$$\Rightarrow |\hat{A}| = A_0 \cdot \left| \frac{\sin \frac{N \Delta \varphi}{2}}{\sin \frac{\Delta \varphi}{2}} \right| , \quad \text{деп. амп-ей конструируется}$$



$$\begin{cases} \sin \frac{N \Delta \varphi}{2} = 0 \\ \sin \frac{\Delta \varphi}{2} = 0 \end{cases} \rightarrow \max.$$

но необходимо учесть, что

$$|\hat{A}| = N A_0$$

Использование большего $N \rightarrow$ уменьшает погрешность.

Динамический баланс

Для динамического

1. Док.-го, это баланс силы-мат.

2. Динамическое сопротивление баланса.

3. Динамическое равновесие для баланса.

4. Равенство сопротивления течению в любых неподвижных средах.

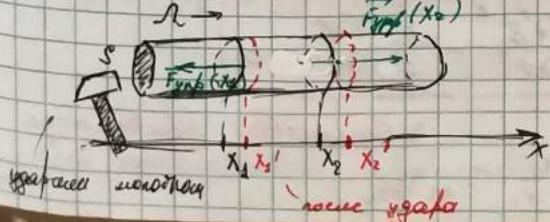
5. Равенство сопротивлению балансу.

Избыточное давление
(стационарное)

Максимальное избыточное давление
в стационарном балансе винтового
турбомашинного

Применяется и распространено только в вертикальной (одинаковы дин. давления) Протекают
изменения, например, разрывов

$$S = \text{const.}$$



Следует, что $F = \text{const.} \rightarrow$ не меняются массы.

$$\Delta x = x_2 - x_1$$

$x_1, x_2 - \text{const}$

$$x'_1 = x_1 + \xi_1(x, t)$$

$$x'_2 = x_2 + \xi_2(x, t)$$

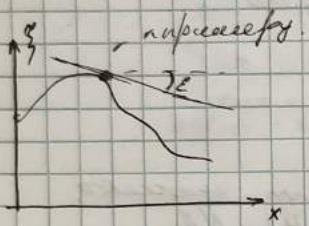
$$\Delta x' = x'_2 - x'_1$$

Абсолютное движение газов:

$$\Delta l = \Delta x' - \Delta x = (x'_2 - x'_1) - (x_2 - x_1) = \xi_2(x, t) - \xi_1(x, t) \equiv \xi$$

① Относительное движение газов:

$$\frac{\Delta l}{\Delta x} = \frac{\Delta \xi}{\Delta x} \quad \text{в базисе инерциального отсчета в простр.}$$
$$\rightarrow \xi = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta \xi}{\Delta x} = \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad \xi - \text{отн. движение.}$$
$$\xi - \text{абс. движение.}$$



$$\text{② } \eta_x = \frac{dx'}{dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad \rightarrow \eta_x = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

($\xi, x, x_{1,2} - \text{const}$)

$$\alpha_x = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

III-4 Напорна: $\Delta m \alpha_x = \sum f_{\text{напр.}}$

В пределах эллипса $\Delta m = \rho_0 \cdot S \Delta x$

$$F_{\text{напр.}} = \rho_0 S$$

упругое напряжение

$$\rho_0 S \Delta x \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \rho_0 (\vec{G}(x_2) - \vec{G}(x_1))$$

$$\vec{G}(x_2) - \vec{G}(x_1) = \vec{G}(x_1 + \Delta x) - \vec{G}(x_1) = \text{где пределом в } \vec{G}(x_1) \vec{G}(x_2) =$$
$$= \vec{G}(x_1) + \frac{\partial \vec{G}}{\partial x} \cdot \Delta x - \vec{G}(x_1)$$

будет процесс - то же самое
максимум напр.-и, когда же будет
зато процесс максимум деформации.

Линейное деформациони:

$$\vec{G} = E \xi, \quad E - \text{напряж. модуль (напряж. упругое сопр.)}$$

3-4 Гула.

$$\Rightarrow \xi = E \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

$$\rho_0 S \Delta x \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = S \Delta x \cdot E \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}$$

$$\rightarrow \boxed{\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho_0} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0}$$

E
 ρ_0 - const.

• самое бое уравнение

$$u^2 = \frac{E}{\rho_0} \rightarrow u = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}} \text{ (разрешаем ск-тб)}$$

Пример: сила $E = 2 \cdot 10^{12} \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$ (CGS)

$$\rho_0 = 1,8 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

$$\Rightarrow u \approx \sqrt{\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}}$$

\Rightarrow движение существоует
также.

Связь между начальной
различных величин. Важнее
соответствие.

$$V_x = \frac{\partial \xi}{\partial t}; E = \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

Важное правило $\rightarrow \xi(x, t) \rightarrow$ можно писать V_x и E .

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - u^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0 \quad | \cdot \frac{\partial}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) - u^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} - u^2 \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} = 0 \quad \text{значит, что возникающие
ск-ты должны быть такими же
как и физ-ны ск-ты.}$$

$$a) \cdot \frac{\partial}{\partial x} \Rightarrow \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - u^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = 0 \quad \text{они же ск-ты.}$$

\Rightarrow возникающие ск-ты должны быть не ск-тыми с физ-нами
но и ск-тыми. (представляя ск-ты в виде явлений.)

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - u^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0$$

$$\xi(x, t) = f_1(x - ut) + f_2(x + ut)$$

одинаковая
форма.

Рассматриваем прошую форму:

$$\xi(x, t) = f_1(x - ut) = f_1(\xi)$$

$$\xi = \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial f_1}{\partial x} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial f_1}{\partial \xi}$$

$$V_x = \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial f_1}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} = -u \frac{\partial f_1}{\partial \xi}$$

$$V_x = -u \xi = \frac{f_1''(x)}{f_1'(x)} = -\frac{u}{\xi} \downarrow = \left\{ u = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}} \right\} = -\frac{1}{\sqrt{E\rho_0}} \downarrow$$

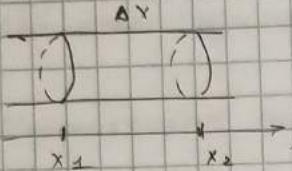
$$\text{или } \xi = -\sqrt{E\rho_0} V_x \quad \text{это физ-на ск-ты.}$$

Эта аналогичная производство для ск-тыми ск-тыми.

$$\vec{v} = +\sqrt{E\rho_0} v_x \text{ - сор. волна.}$$

$$Z_0 = \sqrt{E\rho_0} \quad \sim \text{волновое сопротивление.}$$

Дифференциальное сопротивление
в упругой волне.



$$\Delta W_K = \frac{\Delta m v^2}{2} = \left\{ \Delta M = \rho_0 S \Delta x \right\} \frac{v^2}{2V}$$

направл. каск. энтропия приход. на объем.

Плотность кин. энергии:

$$w_K = \frac{\Delta W_K}{\Delta V} = \frac{\rho_0 v^2}{2} \text{ - изобр. волна}$$

$$\Delta W_n = |A_{ypl}| = \frac{R_0 S \xi^2}{2}$$

$$F_{ypl} = \underbrace{\kappa \frac{\Delta \xi}{\Delta x}}_{\kappa_0 \xi} = S \dot{\xi} = S E \dot{\xi} = \underbrace{S E}_{\text{const}} \cdot \frac{\Delta \xi}{\Delta x}$$

$$\Rightarrow \kappa_{ypl} = \frac{S E}{\Delta x}$$

$$\Delta W_n = \frac{S E (\Delta \xi)^2}{2 \Delta x} = \frac{S \Delta x \cdot E (\Delta \xi)^2}{2 (\Delta x)^2} = \frac{\Delta V \cdot E (\Delta \xi)^2}{2 (\Delta x)^2} = \frac{\Delta V E}{2} \cdot \xi^2$$

$$\Rightarrow w_n = \frac{\Delta W_n}{\Delta V} = \frac{E \cdot \xi^2}{2} \text{ - сор. волна.}$$

② "Буд."

Для безызобр. волны:

$$\vec{v} = \pm Z_0 v_x \quad ("+" - \text{н. обратной волны}, "-" - \text{н. прямой})$$

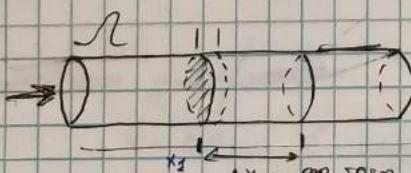
$$\Rightarrow w_K = \frac{\rho_0 v^2}{2} = \frac{\rho_0 \xi^2}{2 Z_0^2} = \frac{\rho_0 \xi^2}{2 E \rho_0} = \frac{E^2 \xi^2}{2 E} = \frac{E \cdot \xi^2}{2} = w_n.$$

$$W = w_K + w_n = \underbrace{E \cdot \xi^2}_{\text{const}} - \underbrace{2 w_K}_{= 2 w_n} = 2 w_n.$$

②

1.04.22.

Поток энергии в упругой волне.
Второй способ.



* приближенное значение коэффициента потока энергии из условия "протекает" энергия в куске соединения.

Поток энергии:
(одр.)

$$\Pi = \frac{dW}{dt}$$

$$W = W_n + W_K$$

$\Pi > 0$ - "втекаю" (пересечь через сечение x_2)

$\Pi < 0$ - "вытекаю" (пересечь с выходом через сечение x_2)

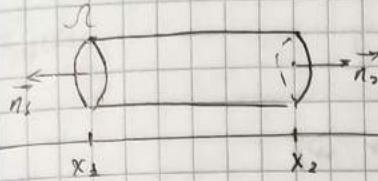
B

Возможен еще метод профильного эксперимента (равно рабочее давление p - ∞ сеч.)

$$|\Delta W| = |\Delta F_{\text{упр}}| = |F_{\text{упр}} \cdot \Delta x| = |F_{\text{упр}}| \cdot \frac{\Delta x}{G_n S}$$

Δx ~ изменение скорости

$$\Rightarrow |\Pi| = \left| \frac{dW}{dt} \right| = |G_n S v_x|$$



\vec{n}_1, \vec{n}_2 - единичные нормали
Соединяются во вспомогательное
нр-бо.

$\vec{n}_1 < 0$ - сжатие,
 $\vec{n}_1 > 0$ - разжатие.

$$\left\{ \Pi = -S G_n v_x \right\}$$

$$\begin{aligned} \Pi > 0 &\text{ при } x = x_2 \\ \Pi < 0 &\text{ при } x = x_1 \end{aligned}$$

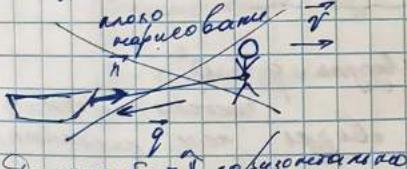
$$\vec{q} = \frac{\Pi}{S} \quad \text{- плотность потока энергии.}$$

$$q = -\vec{n}_1 v_x$$

$$\boxed{\vec{q} = -\vec{n}_1 \vec{v}} \quad \text{- вектор Энгеля.}$$

Применение производящегося вектора потоков энергии.

③ "Бурление на водоре"



$$\vec{n}_1 > 0$$

В начальном моменте, когда диффузия полной $\vec{v} = \text{const}$, то есть стационарная, нет падения \vec{v} и $q = \vec{n}_1 \vec{v}$. Однако \vec{q} всё равно сужается (это более универсальное определение).

Получено много соизмеримых



Задаваемое сечение.

$$\vec{n}_1 < 0 \rightarrow \vec{q} \parallel \vec{v} \quad \text{"задаваемое сечение"}$$

Конформизация для многодетальных систем

В системе дегущей волны звуков:

$$w = w_n + w_h = \alpha w_n = f_0 v^2$$

$$|q| = |\vec{n}_1 v_x| = 26 v^2$$

$$\frac{|w|}{|q|} = \frac{p_0}{Z_0} = \sqrt{\frac{f_0}{c}} = \frac{1}{u}$$

$$\{ |q| = \omega u \}$$

Частотный спектр гармонических волн.

$$E(x, t) = A_0 \cos(\omega t - kx)$$

$$k = \frac{\omega}{u}$$

$$\partial_t E = \frac{\partial E}{\partial t} = -A_0 \omega \sin(\omega t - kx)$$

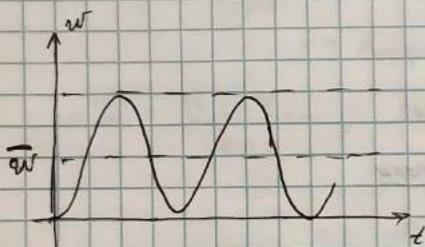
$$E = \frac{\partial E}{\partial x} = +A_0 k \sin(\omega t - kx)$$

$$\dot{E} = E \dot{E} = A_0 k E \sin(\omega t - kx)$$

$$\omega^2 = f_0 V^2 = f_0 A_0^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) = \frac{f_0 A_0^2 \omega^2}{2} (1 - \cos(2\omega t - 2kx))$$

~ Изображая, как меняется величина квадратичного ускорения волны в зависимости от времени! Но есть и способ синтеза.

$\bar{\omega}$ - средняя частота.



$$\bar{\omega} = \frac{f_0 A_0^2 \omega^2}{2}$$

$$|\dot{q}| = \frac{f_0 A_0^2 \omega^2}{2} u = \frac{A_0^2 \omega^2}{2} \sqrt{E f_0}$$

Физик Умова показал, что передается эн-э. Модуль $q \sim \omega^2$

Мориц: «одинаковый путь можно пройти разными способами»

Упругое давление в жидкостях и газообразных средах (распределение давления).

$$P(x, t) = P_0 + p_r$$

~ давление ; P_0 - среднее значение
 p_r - переменная добавка.

$$f = f_0 + f_r$$

- постоянство

$$V = V_0 + V_r$$

~ постоянное давление

~ давление в воздухе



Все части проекции распределены равномерно.

$$x_{1,2}' = x_{1,2} + g_{d,1,2}$$

$$E = \frac{\partial \phi}{\partial x}; V_r = \frac{\partial E}{\partial \phi}; \phi_r = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

$$\Delta m = \rho S \Delta x \quad , \text{чтобы } S = \text{const} , \text{ то } \rho \text{ в разных местах} \\ (\text{тогда }) \quad \text{может быть } m = \text{const} .$$

$$\Delta m' = \rho' S \Delta x' \quad \sim \text{но такое возможено не всегда.} \\ \text{Следовательно, что разрывов не проиходит!}$$

$$\Delta m = \Delta m' \quad \sim \text{условие неразрывности среды.}$$



$$\Delta M \Delta x = \sum F_{\text{ynp}} \cdot x$$

$$\rho_0 S \Delta x \frac{\partial \xi}{\partial t^2} = F_{\text{ynp}}(x+dx) - F_{\text{ynp}}(x)$$

$|F_{\text{ynp}}| = S p$. *Логично что, говорить о разах более \rightarrow пренебрежимо*
разрывов нет заявление!

$$\vec{v}_n = -\vec{p} \quad (\cdot F = S p - \text{из условия})$$

$$\rho_0 \Delta x \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot \Delta x$$

$$F_{\text{ynp}}(x+dx) - F_{\text{ynp}}(x) = S(p(x) - p(x+dx)) = \{ \text{если } \text{вокруг } x \} = \\ = S(p(x) - p(x) - \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \Delta x)$$

Если мы знаем p -е состояния, то тогда можем предсказать
изменение.

$$\rho, T, p = \frac{m}{V}$$

$$\text{Уравнение газа: } pV = \frac{m}{\mu R T} \rightarrow p = \frac{f}{\mu R T}$$

p -е состояние: $p = p(f)$, при $T = \text{const}$.
тогда можно утверждать

Причем считать: $f_n \ll f_0$

$$p = p(p_0 + p_n) = \{ \text{если } p_0 \} = \underbrace{p(p_0)}_{=p_0} + \underbrace{\left(\frac{\partial p}{\partial p}\right)_{p_0} p_n}_{=\text{const}} + \dots$$

$$p = p_0 + p_n$$

$$p_n = \left(\frac{\partial p}{\partial p}\right)_{p_0} \cdot p_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial(p_0 + p_n)}{\partial x} = \frac{\partial p_n}{\partial x} = \left(\frac{\partial p}{\partial p}\right)_{p_0} \cdot \frac{\partial p_n}{\partial x}$$

$$\text{Из } p \text{-а (1) неразрывности едн: } \Delta m = \Delta m' \rightarrow f_0 \Delta x = f \Delta x'$$

$$\Delta x = x_2 - x_1 \\ \Delta x' = \Delta x + \Delta \xi = \Delta x \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x} \right)$$

$$\rightarrow f_0 \Delta x = f \Delta x' = f \Delta x \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \rightarrow \frac{\partial \xi}{\partial x} \approx 0$$

$$\rho_0 = p(f + \xi) \rightarrow f = \frac{f_0}{f + \xi} \approx f_0 / p \approx \rho_0 (f - \xi)$$

$$f_0 + p_n = p_0 - p_0 \xi \Rightarrow \frac{\partial p_n}{\partial x} = -p_0 \frac{\partial \xi}{\partial x} = -p_0 \frac{\partial \xi}{\partial x^2}$$

Получаем окончательное уравнение:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = + f_0 \left(\frac{\partial p}{\partial p_0} \right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial p}{\partial p_0} \right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0}$$

число волновое ξ -е, наше сх-во волны.

$$U^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial p_0} \right)$$

~ Воздуха не соударяется

\Rightarrow Все волны будут также издаваться $\frac{\partial p}{\partial p_0}$ -ми, все это радиус генерации, поглощают, - издаваться.

Чем $\frac{\partial p}{\partial p_0} > 0$ $\Rightarrow U > 0$, т.е. более звуковая сфера.

Чем выше звуковая сфера, тем дальше сх-во.

① Если считать воздух идеальным газом:

$$P = \frac{f}{M} RT$$

Пропорционально, что изотерм. процесс $\Rightarrow T = \text{const}$ $\Rightarrow \frac{\partial p}{\partial f} = \frac{R}{M}$

$$\text{При } T=300 \text{ K.} \Rightarrow U = \sqrt{\frac{RT}{M}} \approx 280 \frac{\text{м}}{\text{с}} \text{ - скорость с-ки звука во } \text{Карбоне.}$$

② Если $S = \text{const}$ - энтропия. (адиабатический процесс.) ~ Нарис.

$$P V^\gamma = \text{const} ; \quad S = \frac{C_p}{C_v}$$

$$\left(\frac{P}{f} \right)^\gamma = \text{const} ; \quad \left(\frac{P}{f} \right)^\gamma = \left(\frac{P_0}{f_0} \right)^\gamma$$

$$\left(\frac{P}{f} \right)^\gamma = \gamma \frac{P_0}{f_0} = \gamma \frac{RT}{M} ; \quad \text{для воздуха } \gamma \approx 1,4 ; \quad T=300 \text{ K.}$$

$$\Rightarrow U = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \approx 381,5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

\Rightarrow Звук в воздухе - адабатический процесс.

4.04.22

Аналогичное значение.

$$\xi(x, t) = f(x - ut) = f(\xi) \quad x - ut = \xi$$

$$\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \xi}$$

$$g_x = \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t} = -u \frac{\partial f}{\partial \xi} \quad \left. \begin{array}{l} \text{пропорц.} \\ \text{огр. дифференциал} \end{array} \right\}$$

$$v_x = -u \varepsilon$$

$$a \quad u = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial p_0} \right)}$$

$$\text{предложенное число} - P_a = -P_0 \left(\frac{\partial p}{\partial p_0} \right) \varepsilon$$

Вспоминаем, что движение под действием силы-то есть давление.

$$p_n = -\vec{G}$$

Число физического процесса Веса коэф-т пропорц-и движущим с движением согласуется:

$$E_{\text{вес}} = f_0 \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_{f_0}$$

$$\Rightarrow p_n = +f_0 \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_{f_0} \cdot \frac{v_x}{u} = \underbrace{p_n \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_{f_0}}_{\text{важное согл. движущим движением}} \cdot v_x$$

важное согл. движущим движением

Def. $Z_e = f_0 \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)'_{f_0}}$ - акустич. импеданс $\Rightarrow Z_e = f_0 u$

Пример: Для воздуха

$$Z_{e\text{возд}} = 43 \text{ кн}^2 \cdot \text{с}$$

Для воды:

$$Z_{e\text{вод}} = 1,5 \cdot 10^5 \text{ кн}^2 \cdot \text{с}$$

$$Z_{e\text{вод}} > Z_{e\text{возд}}$$

$$\xi(x, t) \rightarrow E = \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ \rightarrow v_x = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

Продолжение всех выше подсчетов.

Н.З.: получилось выражение для поглощения энергии сопротивления, аналогичное с упр. волны.

$$\Pi = \frac{dW}{dt} \quad \text{- поток энергии}$$

$$q = \frac{\Pi}{S} \quad \text{- мощность потока}$$

Справу и слева:

Газ

$$q = p_n V = Z_e V^2 = \frac{p_n^2}{Z_e}$$

В динамике более!

$$\vec{q} = -\vec{G}_n \vec{V}$$

прав. всегда!

Любой измерительный прибор реагирует на спрятанное значение! ("реакция реагента"), а не на то значение, которое оно имеет.

Поглощению соответствует перед. звуковому.

$$p_n = A_p \cos(\omega t - kx) \rightarrow q = \frac{A_p^2}{Z_e} \cos^2(\omega t - kx)$$

Среднее по периоду:

$$\bar{q} = \frac{1}{T} \int_0^T q(t) dt = \frac{A_p^2}{2 Z_e}$$

Но! Поглощено не было, оно просто было выведено... «т.е. звук прошелся в разе деяния».

Принцип в акустике называется изобаричностью:

$\bar{I} = \bar{q}$ - изобаричность (изобария на ф. языке)

$$\Rightarrow A_p = \sqrt{2\bar{I}^2 - 8}$$

Барический порог для сухого: $\bar{I} = 200 \text{ см}^2 \cdot \text{с}$. (6 СВС)

$$A_p \approx 130 \frac{\text{дБ}}{\text{см}^2} = 130 \text{ дБ}$$

Средн. акустич. давление: $p_0 \approx 10^5 \text{ Па} = 10^6 \text{ дБ/см}^2$

$$\Rightarrow (p_n)_{\max} \ll p_0$$

\Rightarrow bei 50, 400 превышение - суперлиф

Но на самом деле выше это значение отн. изобаричность (изоарифтическое)

Изоарифтическое

Порог изоарифтического: $(p_n)_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$
одобр. как для
здравия уробора

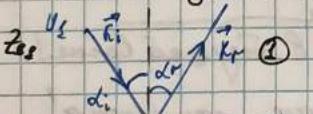
Уровень реагирует на: $\lg\left(\frac{\bar{q}}{q_0}\right)$

$$\bar{q}_0 = \frac{(p_n)_0^2}{2 \cdot 8}$$

По определению: $195 = 9 + \lg\left(\frac{\bar{q}}{q_0}\right)$ при условии $\bar{q} = 10\bar{q}_0$.

Образование и преисполнение
изоарифтических и других волн под
воздействием среды

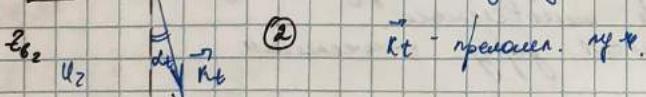
Базисное звуковосприятие: граница изоарифтического.



Будет 'б' дальше писать не будем

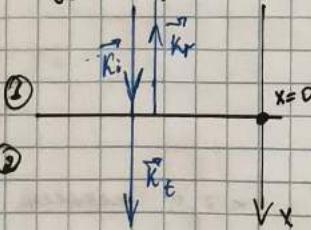
k_r - акустич. волна.

k_t - приемл. музы.



k_t - приемл. музы.

Базисное звуковосприятие под действием изоарифтической волны.



Избрано $A_r = A_0$

Задача: $A_r = ?$ $A_t = ?$

Базисное звуковосприятие волны:

$$\xi_r(x, t) = A_0 \cos(\omega_r t - k_r x)$$

$$\xi_t(x, t) = A_r \cos(\omega_r t + k_r x)$$

Если
это

2) Г.9.
ди

для
посл.

5)

$A_r =$

$A_d =$

Если

Одн.

$R =$

$T =$

$$\xi_b(x, t) = A_b \cos(\omega_b t - k_b x)$$

1) Есть функция колебаний — это гармоника. Решение \Rightarrow частота

частота определена:

$$\omega_i = \omega_r = \omega_b = \omega$$

$$k_i = \frac{\omega}{u} ; \quad k_i = k_r = \frac{\omega}{u_r} = k_2$$

$$k_b = \frac{\omega}{u^2} = k_2.$$

2) Г.г.:

$$\text{д) } \xi_i(x=0, t) + \xi_r(x=0, t) = \xi_b(x=0, t) \quad \begin{array}{l} \text{— нач-ся, это значит, что} \\ \text{в группе не присутствует.} \end{array}$$

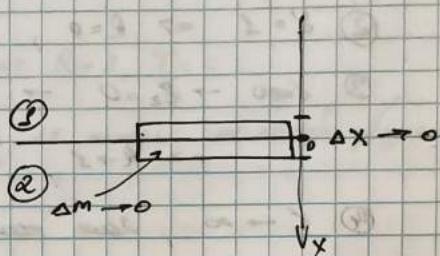
$$A_0 \cos(\omega_b t) + A_r \cos(\omega_b t) = A_b \cos(\omega_b t)$$

$$A_0 + A_r = A_b$$

\rightarrow решением было введенено в модель значение A_b .

2^е динамическое уравнение:
посл-и точки есть уравнение

$$\Delta M a_x = \sum_{j=1}^3 F_{jx} \quad \begin{array}{l} \text{3 боковых габарит} \\ \text{и } a_x < \infty, \Delta M \rightarrow 0 \end{array}$$



$$\text{д) } \Rightarrow \xi_i(x=0, t) + \vec{v}_r(x=0, t) = \vec{v}_b(x=0, t)$$

$$\vec{v} = \pm z_0 v_x \quad (\text{"+" к обеим. Всем, "-" к присущем})$$

$$\vec{v} = \pm z_0 v_x = \pm z_0 \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

$$-z_1 A_0 + z_1 A_r = -z_2 A_b$$

$$\Rightarrow \begin{cases} A_0 + A_r = A_b \\ A_0 - A_r = \delta A_b \end{cases}, \quad \text{т.к. } \delta = \frac{z_2}{z_1} \Rightarrow \text{Амплитуды зависят от} \\ \text{запасов энергии.}$$

$$A_r = A_0 \frac{z - \delta}{z + \delta} \Rightarrow \text{Следовательно: всяческие массы } A_0, \text{ и} \\ \text{при } \delta \geq 0 \rightarrow A_r < 0?$$

$$A_r > 0 \quad \text{— неизвестно.} \quad \delta = \frac{z_2}{z_1} \quad \text{Нужно определить фазы! (+ или -)}$$

Если сфера имеет массу

координатные изменения и перемещения по нормали.

Оп.

$$R = \frac{g_r}{g_0}$$

, R — радио. изм-ния

$$r = \frac{g_r}{g_0}$$

— косм. проколесение.

$$\vec{g} = -\vec{r}_n \vec{v}$$

$$G = \pm Z_2 V_x ; \quad -V_x = \frac{\partial \xi}{\partial s} \sim \omega A$$

$$\Rightarrow R = \left(\frac{s - \delta}{s + \delta} \right)^2 ;$$

Приближение: $R = \left(\frac{A_r}{A_0} \right)^2 = \left(\frac{s - \delta}{s + \delta} \right)^2$

$$q_r = +Z_2 V_{r_s}^2 = Z_2 A_0^2 \omega^2 \sin^2(\omega t + \varphi)$$

$\nabla \cdot q_r = -Z_2 V_t^2$

$$T = \left(\frac{A_r}{A_0} \right)^2 \cdot \frac{Z_2}{Z_1} = \frac{4\delta}{(s + \delta)^2}$$

Следствия:

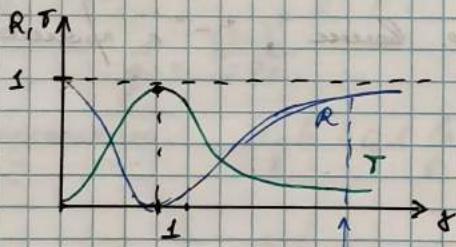
① $R + T = 1$ (суммарное ЗСД)

② $\delta = s \rightarrow R = 0, T = 1$, поле падающей волны.

③ $\delta \rightarrow 0 \rightarrow Z_2 = 0 \rightarrow$ law сбрасывает звук вперед, не имея звука,
 $\Rightarrow R \rightarrow 1, T = 0$.

④ $\delta' \rightarrow \infty$, law излучает звук вперед, не имея звука

$$\Rightarrow R = 1, T = 0$$



$Z_1^{600\text{ Гц}} = 43 \text{ амп. е.}$

$Z_2^{600\text{ Гц}} = 3,5 \cdot 10^5 \text{ амп. е.}$

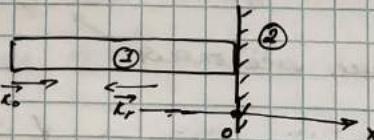
$$\rightarrow \delta \gg 1$$

Звук из воздуха в воду не идет!

Упругие волны в однородных средах.

Модель сплошной:

Случай, когда: $\delta = \frac{Z_2}{Z_1} \gg 1$



$$\Rightarrow R \rightarrow 1 (T \rightarrow 0)$$

Волна падающая + волна отрефл. образ. звука с динам. ампл.

8.04.22

$\xi_s(x, t) = \xi_i(x, t) + \xi_r(x, t)$

1) Динамическое излучение:

$$0 < Z_1 < \infty ; Z_2 \rightarrow \infty$$

$$\gamma = \frac{z_2}{z_1} \rightarrow \infty \Rightarrow R \rightarrow 1, T \rightarrow 0$$

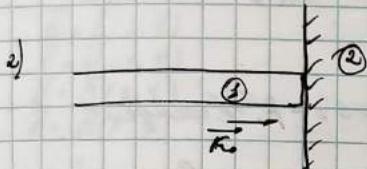
$$\xi_2(x, t) = \xi_t(x, t) = 0$$

$$\Rightarrow \xi_1(x, t) = \xi_i(x, t) + \xi_r(x, t) = A_0 \cos(\omega t - kx) + A_r \cos(\omega t + kx + \phi_r)$$

$A_r = A_0$, $\phi_r = \pm \pi$, $\omega t + kx + \phi_r > \pi$ \Rightarrow $\sin(\omega t + kx + \phi_r) = -\sin(\omega t + kx + \phi_r)$, $A_r = A_0$

$$\Rightarrow \xi_1(x, t) = A_0 \cdot 2 \cos(\omega t \pm \frac{\pi}{2}) \cos(kx \pm \frac{\pi}{2}) = 2A_0 \sin \omega t \cdot \sin kx$$

$$A = 2A_0 |\sin kx|$$

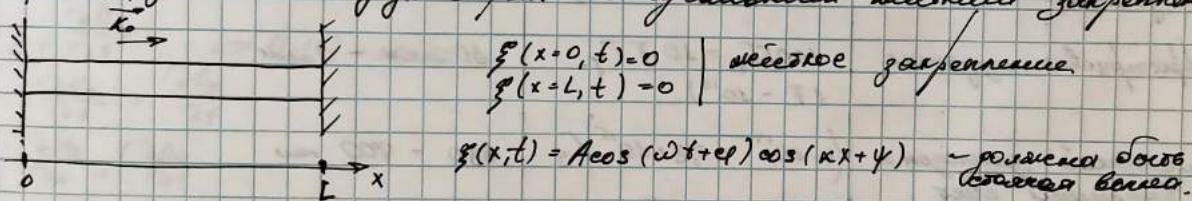


$$0 < L_1 < \infty \quad z_2 \rightarrow 0 \Rightarrow \gamma = 0 \Rightarrow R = 1, T = 0$$

Ограничение $\gamma \neq \pi$ влечет нечеткое решение
→ ϕ_r не имеет значения!

$$A_r = A_0, \phi_r = 0$$

3) Собачий, застегивающийся с обеих сторон. с центральным максимумом затягивания



$$\xi(x=0, t) = 0 \quad | \text{ максимум затягивания}$$

$$\xi(x=L, t) = 0 \quad | \text{ максимум затягивания}$$

$$\xi(x=0, t) = A \cos(\omega t + \varphi) \cos \psi = 0 \quad \forall t \Rightarrow \cos \psi = 0 \Rightarrow \psi = \pm \frac{\pi}{2}$$

$$\xi(x=L, t) = A \cos(\omega t + \varphi) \cos(kL \pm \frac{\pi}{2}) = 0 \quad \forall t \Rightarrow \sin kL = 0$$

$$kL = m\pi, m = 1, 2, \dots$$

$$k = \frac{m\pi}{L} \quad m > 0$$

т.е. не все базисы подходит, один единственный правильный учитывается.

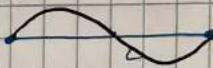
$$\Rightarrow \lambda_m = \frac{2L}{m}$$

Две базисы, которые подойдут. такой условий нет в базисах собачий (т.е. собачий, застегивающийся с обеих сторон).

$$m=1$$



$$m=2$$



Кислота
Будет

(2) Равн.

E_x

$\vec{E} = \vec{0}$

$\vec{H} = \vec{0}$

$\vec{D} = \vec{0}$

$\vec{B} = \vec{0}$

B -фл.

$x: 0$

$y: -$

$z: -$

Пере-

-1)

Член

-1)

-1)

Рад

-1)

Экспериментальное волно.

История волны J. D. B.

Предположение гипотеза - Н. Рамзей - 1832 г.

Создание гипотеза - Максвелл - 60-е годы XIX в.

Экспериментальное подтверждение существования волн - Г. Герц - 1887 г.

Установление формулы - А. С. Попов
Г. Маркони - 1896 г.

1899 г. - Передача звука
в подводном дельте - Н. Тесла

Первый передача звука 1900 г.

Дальнейшее распространение радиоэлектроники
Первый практический шумахи

Название явления	Частота $\nu, \text{Гц}$	Длина волны, $\lambda = \frac{c}{\nu}$
$EAB \equiv$ Очень низкие частоты (ОЧР)	$\leq 50 \text{ Гц}$	$\geq 6000 \text{ км}$ Дальше звуки с подтверждением перехода
СВЧ диапазон	$30 \text{ Гц} - 100 \text{ ГГц}$	3 мкм - 100 мкм
Герцаграфическое излучение	$100 \text{ ГГц} - 10 \text{ ТГц}$ ($\delta = 10^{12}$)	30 мкм - 3 мкм
Однокомп. излучение = высокий свет	$(4 \cdot 10^{14} - 0,8 \cdot 10^{15}) \text{ Гц}$	880 - 900 нм
Ультрафиолетовое излучение	$(0,8 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}) \text{ Гц}$	$400 \text{ \AA} - 380 \text{ нм}$ ($\text{\AA} = 10^{-10} \text{ м}$)
Рентгеновское излучение	$(3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{20}) \text{ Гц}$	$10,02 - 100 \text{ \AA}$
δ -излучение	$> 3 \cdot 10^{18} \text{ Гц}$	$< 1 \text{ \AA}$

Выход волнового ур-я из
уравнений Максвелла.

Линейные дифференциальные волны.

Дифракция преломление.

Поглощение света. Сдвиг между
электрическим и магнитным
полем. Спираль. Гомогенность волн.

B ст: $y = x$ Максвелл.

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} = \rho_{воль} \end{array} \right.$$

Радиодиапазон зарядов

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

Используя:

① будем рассмотреть неизменное изображение среды:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \tilde{\epsilon} \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \tilde{\mu} \vec{H}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c$$

② Рассмотрим волны в вакууме, которые свободны от источников (j , ρ и т.д.).

$$\Rightarrow \rho_{\text{вакуум}} = 0, j = 0$$

Тогда волна движется по оси x :



$$\vec{E} = \vec{E}(x, t)$$

$$\vec{H} = \vec{H}(x, t)$$

$$\vec{D} = \vec{D}(x, t)$$

$$\vec{B} = \vec{B}(x, t)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \vec{e}_x \cdot 0 - \vec{e}_y \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - 0 \right) + \vec{e}_z \frac{\partial E_y}{\partial x} - 0$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{e}_x \cdot 0 - \vec{e}_y \frac{\partial H_z}{\partial x} + \vec{e}_z \frac{\partial H_y}{\partial x}$$

Вокруг оси x :

$$0 = - \frac{\partial B_x}{\partial t} \Rightarrow B_x = \text{const}$$

(не зависит от t — волна не меняется.)

$$y: - \frac{\partial E_z}{\partial x} = - \frac{\partial B_y}{\partial t}$$

$$z: \frac{\partial E_y}{\partial x} = - \frac{\partial B_z}{\partial t}$$

$$x: 0 = \frac{\partial D_x}{\partial t} \Rightarrow D_x(t) = \text{const.}$$

$$y: - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\partial D_y}{\partial t}$$

$$z: \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial D_z}{\partial t}$$

Переприведем уравнения:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial B_y}{\partial x} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial x} = - \frac{\partial B_z}{\partial t} \\ \frac{\partial D_y}{\partial t} = - \frac{\partial B_z}{\partial x} \end{cases}$$

Изменим обозначения E и D , B и H

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{cases} \quad \text{для волны}$$

~ Z-волны.

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial x} = - \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = - \frac{\partial H_z}{\partial x} \end{cases} \quad \text{— Y-волны.}$$

Подставляем сюда полученные, приведем к x ($\frac{\partial}{\partial x}$)

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial H_y}{\partial t} \right) = \mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = \epsilon \mu \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} - \left(\frac{1}{\epsilon \mu} \right) \frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} = 0 \\ u^2 = \frac{1}{\epsilon \mu} \end{array} \right.$$

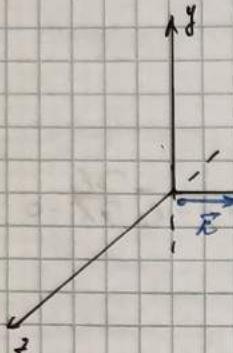
~ волновое уравнение.

$$u^2 = \frac{c^2}{\epsilon \mu}$$

$$u = \sqrt{\frac{c}{\epsilon \mu}} \quad \text{~заподная ок-ш.}$$

Оп. Показатель преломления

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \quad \text{~универсальное определение}$$



$$E_2 = E_2(x - ut)$$

$$H_2 = H_2(x - ut)$$

~ параллельная волна

$$s = x - ut$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial x} = \frac{\partial E_2}{\partial s} \cdot \frac{\partial s}{\partial x} = \frac{\partial E_2}{\partial s}$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial t} = \frac{\partial E_2}{\partial s} \cdot \frac{\partial s}{\partial t} = -u \frac{\partial E_2}{\partial s}$$

$$\frac{\partial H_2}{\partial x} = \frac{\partial H_2}{\partial s}$$

$$\frac{\partial H_2}{\partial t} = -u \frac{\partial H_2}{\partial s}$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial x} = \frac{\partial E_2}{\partial s} = \mu \frac{\partial H_2}{\partial t} = -u \mu \frac{\partial H_2}{\partial s}$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial s} = -u \mu \frac{\partial H_2}{\partial s} \Rightarrow E_2 = -u \mu H_2$$

$$\frac{E_2}{H_2} = -u \mu = -\frac{\mu}{\sqrt{\epsilon \mu}} = -\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

Оп. Волновой индекс в диэл:

$$\left\{ \text{з.в.} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \right\}$$

$$\text{Базуши: } \epsilon = c, \mu = 1$$

$$\text{з.в.} = 160 \text{ нм}$$

11.04.22.

$$u = \sqrt{\mu \epsilon}$$

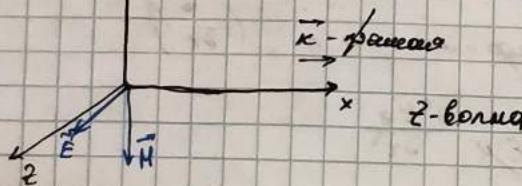
$\left\{ \begin{array}{l} E_2, H_2 \end{array} \right\}$ - 2-волна
 $\left\{ \begin{array}{l} E_2, H_2 \end{array} \right\}$ - 1-волна.

$$\frac{E_2}{H_2} = -z_B \quad \text{~норм. фазовой волны.}$$

$$z_B = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

норм. фаз. волны
норм. фаз. волны
норм. фаз. волны

$$\Rightarrow \left| \frac{E_2}{H_2} \right| = \pm z_B ; \quad \left| \frac{E_2}{H_2} \right| = \pm z_B$$



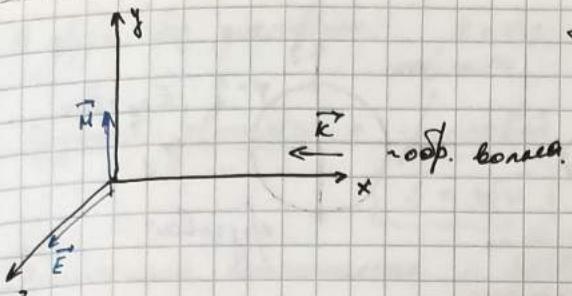
$\left\{ \begin{array}{l} E, H, \kappa \end{array} \right\}$ ~ норм. фазовых

1) Синусоидальная

2) Синусоидальная

3) Ен

4) Ен

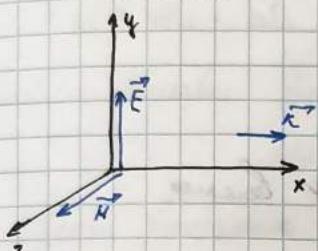


Прямое наложение \vec{E} сохраняется.

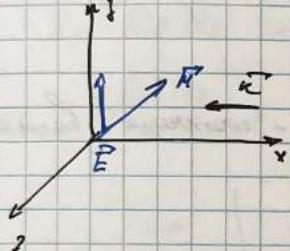
$\{\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}\}$ - правильная тройка.

Для y-волны:

$\{\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}\}$ - правильная тройка.



Следовательно $\{\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}\}$ - правильная тройка.

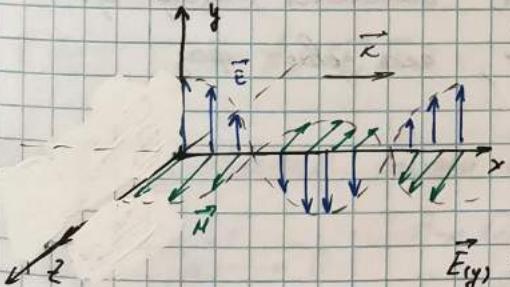


$\vec{E} = E_0 \vec{e}_y \cos(\omega t - kx)$ - правильная y-волну

$$\vec{H} = H_0 \vec{e}_z \cos(\omega t - kx)$$

← Интересное явление
коэффициент пропорциональности
ко y -волне

$$\frac{E_0}{H_0} = 20$$



При \vec{E} и \vec{H} постоянны, в которой имеется вектор \vec{E} и \vec{H} неизвестен. (\vec{E}, \vec{H}) - неизвестна поляризация.

В общем случае:

$$\vec{E} = E_0 \vec{e}_y + E_{0z} \vec{e}_z$$

$$E_{0y} = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_{0y}) \vec{e}_y, \text{ при этом } \varphi_{0y} = \varphi_{0y}(+) \text{ иначе } \varphi_{0y} = \varphi_{0y}(-) \text{ не имеет смысла.}$$

$$\vec{E}_{(0)} = E_{0z} \cdot \vec{e}_z \cos(\omega t - kx + \varphi_{0z}), \quad \varphi_{0z} = \varphi_{0z}(t)$$

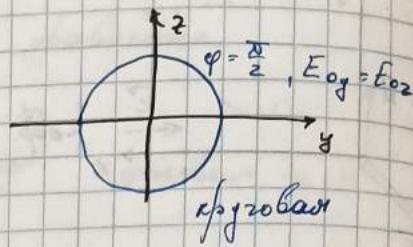
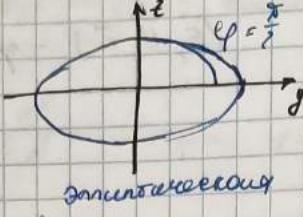
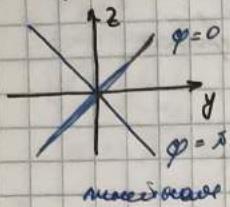
1) Если $\varphi_{0y} = \varphi_{0z}$ будут синхроничны, поле \vec{E} - неизвестно синхронной (согласованной / когерентной) - неизвестно поляризации света.
(если $\varphi_{0y} = \varphi_{0y}(+) \neq 0$, $\varphi_{0z} = \varphi_{0z}(+) \neq 0$).

2) Если $\varphi_{0y} \neq \varphi_{0z}$ $\varphi_{0y} = \varphi_{0z}$ \rightarrow синхронный неизвестной поляризации

3) Если $\varphi_{0y} = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_{0z} = \frac{\pi}{2}$ и при этом $E_{0y} \neq E_{0z}$ - неизвестна

4) Если $\varphi_{0y} = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_{0z} = \frac{\pi}{2}$, при этом $E_{0y} = E_{0z}$ \rightarrow известна поляризация.

Равномерные колебания в ортогональных:



Некая зем. с рукоятками колебанием
y-боком.

$$E_{(y)}^{\text{пен}} = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad \sim \text{правильное боком.}$$

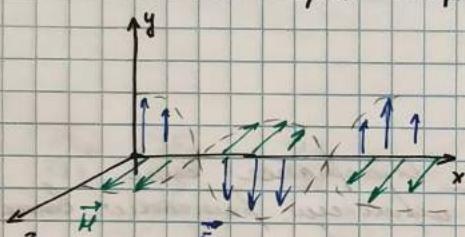
$$E_{(y)}^{\text{обр}} = E_0 \cos(\omega t + kx) \quad \sim \text{обратное боком}$$

$$E_{\Sigma} = E_{\text{пен}} + E_{\text{обр.}} = 2E_0 \cos(\omega t) \cos(kx) \quad \sim \text{одинаковые боком}$$

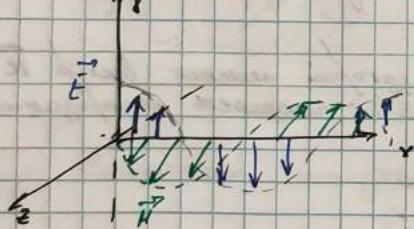
Аналогично: $H_{(z)}^{\text{пен}} = H_0 \cos(\omega t - kx) = 2H_0 \cos(\omega t - kx)$

$$H_{(z)}^{\text{обр}} = -2H_0 \cos(\omega t + kx)$$

$$H_{\Sigma} = H_{\text{пен}} + H_{\text{обр.}} = 2H_0 \sin(\omega t) \sin(kx) \quad \sim \text{одинаковые боком.}$$



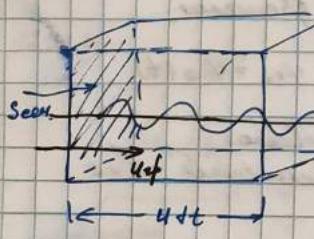
~Двигущиеся боком.



~сдвигают боком, "переходит волна в волну".

H - сдвигается, есть сдвиг фаз.

Теорема Пойнтинга
Вектор Пойнтинга (Энергия
потока - это гусь при ба.)



Соотношения поток энергии:

$$\Pi = \frac{dW}{dt}$$

Плотность энергии: $w = \frac{dW}{dV}$

$$\left. \begin{array}{l} \Pi = w \cdot u \cdot S_{\text{спр.}} \\ w = \frac{dW}{dV} \end{array} \right\}$$

$$dV = S_{\text{спр.}} dt$$

Удобнее выражение, перенес на $S_{\text{спр.}}$, проще:

$$S = \frac{\Pi}{S_{\text{спр.}}}$$

~плотность потока энергии

В сфере без дисперсии: $\mu = \mu_{\text{ref}}$
или $\epsilon = \epsilon_0$.

Энергия поглощается в групповом сопротивлении.

$$\boxed{\vec{s} = \omega \vec{u}} \sim \text{Вектор Пойнгера («вектор Фурье»)}$$

Применение соотношения к звуку.

$$w = w_{3n} + w_m$$

$$\text{Сферического звука: } w_{3n} = \frac{CE^2}{2}$$

$$w_m = \frac{\mu H^2}{2}$$

Распределение хордовых линий для аэроакустики сфер.

$$z_0 = \sqrt{\frac{H}{C}}$$

будет равняться с радиусом звука, т.к. y -коэф.

$$E_y = 26 \text{ Hz} - \text{Диапазон}$$

$$w_{3n} = \frac{c E_y^2 H^2}{2} = \frac{\mu H^2}{2} = w_m$$

$$\Rightarrow w = 2w_{3n} = 2w_m$$

$$|\vec{s}| = w |\vec{u}| = \epsilon E_y^2 \cdot \sqrt{\epsilon \mu} = \sqrt{\epsilon} \cdot E_y^2 = \frac{E_y^2}{26} = E_y \cdot H_0$$

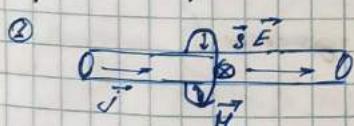
и \vec{u}_{ref} , $\vec{s} \parallel \vec{u}_{\text{ref}} \Rightarrow \vec{s} \uparrow \vec{k}$

$$(51) \quad \boxed{\vec{s} = [E, H]} \sim \text{правильное всегда!}$$

Это даст полное сопротивление звука!

$$\text{в CGS: } \vec{s} = \frac{c}{4\pi} [E, H]$$

Значение производящей величины Пойнгера:



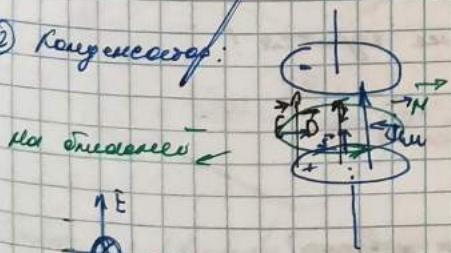
$$\text{Значение: } \vec{j} = \vec{r} \times \vec{E}$$

здесь

$$\vec{s} = [E, H] \sim \text{энергия захватывается в провод}$$

затухание происходит в зв. ко., а не в зв. захватывается.

2) Конденсатор:



затухание заряда.

$$\vec{j}_{\text{con}} = \frac{dQ}{dt} \vec{E}$$

Оно из внешнего пр-ва захватывается энергией.

Теорема Гаусса

Задача: $\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right| \cdot \vec{n} \sim$ состав. прямой симметрии и биполярн.

$$\vec{E} \text{ rot } \vec{H} - \vec{H} \text{ rot } \vec{E} = \vec{j} \vec{E} + \vec{E} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{H} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\vec{E} \text{ rot } \vec{H} - \vec{H} \text{ rot } \vec{E} = - \underbrace{\text{div} [\vec{E}, \vec{H}]}_{\vec{s}} \sim \text{из } \text{ВДА}.$$

$$-\text{div } \vec{s}$$

1) $\vec{j} \vec{E} = \vec{E} \vec{E} = \vec{G} E^2 \sim \text{мощность дипольных полей}$

2) $\vec{E} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{тока рассеяния хордально сферы} - \text{из } \text{з-}$
 $= \vec{E} \frac{\partial (\mu \vec{E})}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial (\mu E^2)}{\partial t} = \frac{\partial w_m}{\partial t}$

3) $\vec{H} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{из } \text{з-} = \vec{H} \frac{\partial (\mu \vec{H})}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial (\mu H^2)}{\partial t} = \frac{\partial w_m}{\partial t}$
 $\frac{\partial w_m}{\partial t} + \frac{\partial w_m}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t}$

$\Rightarrow \boxed{\frac{\partial w}{\partial t} = -\vec{G} E^2 - \text{div } \vec{s}}$ ~ геометрия полемов.

из-за изм. зарядов \rightarrow присоед. вспом. изм. изм. зарядов
 из-за изм. зарядов \rightarrow изменяется за счёт некот. зарядов из-за изм. зарядов полей \rightarrow система меняется

Излучение ЭМВ электромагнитного излучения.

Составление задачи - можно не делать. \rightarrow не горючее!

$$\text{Енн. } \sim \frac{1}{r^2}$$

Далее ~ все спарено есть диполь \rightarrow не горючее! $\sim \frac{1}{r^2}$

Решение: 0.3.: $B = \beta \frac{q [\vec{v}, \vec{r}]}{r^3} \sim \frac{1}{r^2} \rightarrow$ не горючее!

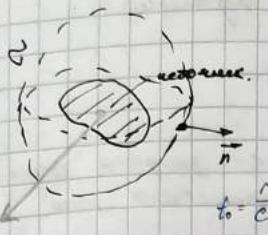
Установка, чтобы ограничить было ЭМВ:

1) Векторы $\{\vec{E}, \vec{H}, \vec{n}\}$ - правая система, $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{n}$

2) Численное значение $\frac{E_0}{H_0} = Z_B = \sqrt{\epsilon} = \text{const}$ (где ϵ -капа)

3) $\vec{s} = [\vec{E}, \vec{H}]$ - зеркальный образ пары. В пар-ии паралл. \vec{E}, \vec{H} .

\vec{s} - поб-и, окр. действительна



$$\Pi = \oint S_n d\sigma$$

тогда должно быть $\Pi > 0$

$$S_n \sim r^2$$

$$S_n \sim \frac{1}{r^2} \Rightarrow \Pi = \text{const}$$

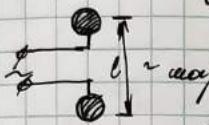
- получим излучение, искр.

от источника.

- такое излучение не забывает и не поглощает.

Оп. Видимый излучающий спектральный поток, если его максимальный радиус $r \ll l$ вдвое больше.

Диаметр Герца - диаметр радиопука $q = q(t)$ или $L = L(t)$ - максимум диаметра.



т.е.

$$\vec{H} = -\frac{1}{4\pi c r} [\vec{e}_r, \ddot{\vec{p}}(t - \frac{r}{c})]$$

- радиоизлучение составл.

Послед. радиоизлучение движется
и при \vec{H} и \vec{E} они \perp друг другу

здесь \vec{e}_r .

$$\vec{E} = +\frac{1}{4\pi c r} [\vec{e}_r, [\vec{e}_r, \ddot{\vec{p}}(t - \frac{r}{c})]]$$

1) $H \sim \frac{1}{r}$, $E \sim \frac{1}{r}$ $\Rightarrow |\vec{S}| \sim |\vec{E}, \vec{H}| \sim \frac{1}{r^2}$

2) $|\vec{e}_r| = |\vec{E}_r| =$

$$\frac{E}{H} = \frac{1}{E_0 c} = \left\{ c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \right\} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = Z_0 = \text{const.}$$

3) $\vec{E} \sim [\vec{e}_r, \vec{H}] \Rightarrow \vec{E} \perp \vec{H}$

4) $\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}] \Rightarrow \vec{S} \perp \vec{E}$, $\vec{S} \perp \vec{H}$, прав. зеркала $\{E, H, S\}$ - волна радиоизлучения как правило.

5) $t - \frac{r}{c}$ - движение звуков

6) $\ddot{\vec{p}} \Leftrightarrow \ddot{\vec{e}}$ т.к. $\vec{E} \perp \vec{H}$ промодулированы $\ddot{\vec{e}}$ - ускорение.

Наиболее интересно когда волни. закон координат (гравитация спущена)

7) $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 \cos \omega t \Rightarrow \ddot{\vec{p}} = -\vec{p}_0 \omega^2 \cos \omega t$

$$E \sim H \sim \omega^2 \Rightarrow S \sim \omega^4$$

8)



$$H \sim \sin(\vec{e}_r, \ddot{\vec{p}})$$

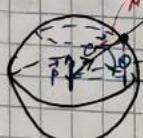
$$E \sim \sin(\vec{e}_r, \ddot{\vec{p}})$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \alpha$$

- $\vec{p} \perp \vec{e}_r$ - вращение звуков

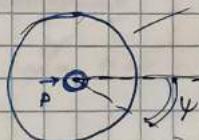
$\theta = \frac{\pi}{2} - \alpha$

Следует с.с. (видео показывает движение гибкого диска)



Вид сверху

$S = S(\theta)$ - излучение разное в различных направл., если зависящее от угла, отвечающее за не-ст



Оп. Диагональ направл. изол. нормированные фазы:

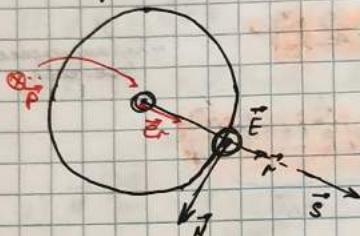
$$D(0,4) = \frac{\langle S(0,4) \rangle_r}{\langle S(0,4) \rangle_r \max}$$

Диаг. направл. - имеет максимум только при $r > l$ - дальнейшее уменьшение радиуса ведет к уменьшению максимума.

$\langle \dots \rangle_r$ - среднее по периоду.

Диагональ направления нормированного вектора

1. Изображение в плоскости.



$$\vec{e}_r \perp \vec{p}$$

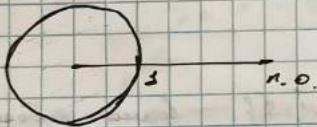
$$|\vec{H}| = \frac{1}{4\pi c r} \rho_0 \omega^2 |\cos(\omega t - \frac{\omega r}{c})|$$

$$|\vec{E}| = Z_0 |\vec{H}|$$

$$S = EM \sim \cos^2(\omega t - \frac{\omega r}{c})$$

$\langle S \rangle_r \sim \frac{1}{2}$ $\Rightarrow \langle S \rangle_r = \langle S \rangle_r \max$ при $r = \infty$, т.е. когда векторы E и H перпендикулярны.

$$\Rightarrow D(0,4) = \cos^2 \theta = 1.$$



2. Неподвижная плоскость.

E по ос. нормали вектор \vec{E} \rightarrow плоскость неподвижна.

$$|\vec{H}| = \frac{1}{4\pi c r} \rho_0 \omega^2 \cos(\omega t - \frac{\omega r}{c}) \cos \theta$$

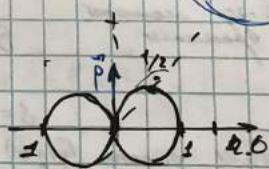
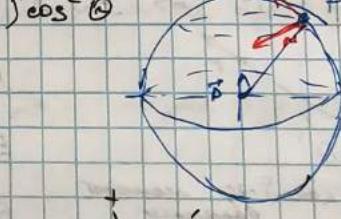
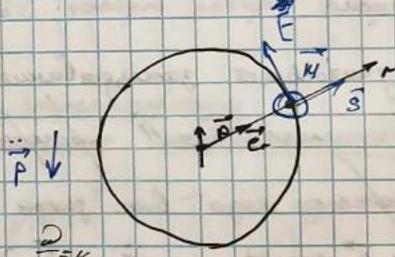
$$E = Z_0 H$$

$$S = EM = Z_0 \left(\frac{1}{4\pi c r} \rho_0 \omega^2 \right)^2 \cos^2(\omega t - \frac{\omega r}{c}) \cos^2 \theta$$

$$\langle S \rangle_r = \frac{1}{2} S(0)$$

$$(\langle S \rangle_r)_{\max} = \frac{1}{2} Z_0 \left(\frac{1}{4\pi c r} \rho_0 \omega^2 \right)^2$$

$$\Rightarrow D(\theta) = \cos^2 \theta \rightarrow$$

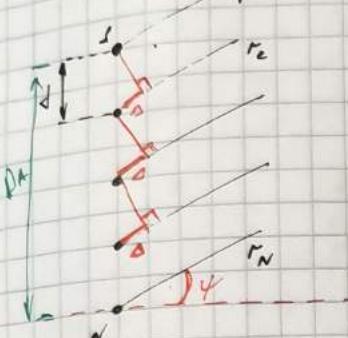


Диагональ направления нормированного вектора имеет максимум в плоскости.

Решение из Бибровой.
Среднее значение напряжения
излучения. Ищется зависимость $\Delta(\psi)$.

Для различных значений ψ имеем $\Delta(\psi)$. Сумма решений для
различных цен. решений ψ дает $\Delta(\psi)$.

В изображении на рис. - изображение решений.



$$\text{Установка } \omega_1 = \omega_2 = \dots = \omega_N$$

$$A_{\omega_1} = A_{\omega_2} = \dots = A_{\omega_N} = A_0 = P_0$$

$$\varphi_{\omega_1} = \varphi_{\omega_2} = \dots = \varphi_{\omega_N} = 0$$

$$\Delta(\psi) = ?$$

$r \gg c$ $r \gg D_A = d(N-s)$ (D_A - радиус зондирования)
 \Rightarrow Все зоны простираются вдоль \rightarrow параллельны.

$$E_1(t, r) = E_0 \cos(\omega t - kr_1), \quad \text{где } E_0 \approx \frac{P_0}{4\pi c r^2}$$

$$E_2(t, r) = E_0 \cos(\omega t - kr_2)$$

...

$$E_N = E_0 \cos(\omega t - kr_N)$$

$$r_2 - r_1 = \Delta$$

$$\Delta = d \sin \psi$$

Все колеса синфазные \rightarrow будет антифазе между собой.
Конечно все это не так.

$$E = E_1 + \dots + E_N$$

$$\text{Изл. } \hat{E}_1 = \hat{E}_0 e^{-i\omega t}$$

$$\hat{E}_2 = \hat{E}_0 e^{-i\omega t - i\Delta}$$

$$\hat{E}_3 = \hat{E}_0 e^{-i\omega t - 2i\Delta}$$

$$\dots \hat{E}_N = \hat{E}_0 e^{-i\omega t - (N-1)i\Delta}$$

$$E = \hat{E}_0 \frac{\frac{1-e^{-i\omega t - i\Delta}}{1-e^{-i\omega t}}}{\frac{1-e^{-i\omega t - (N-1)\Delta}}{1-e^{-i\omega t}}} = \hat{E}_0 \frac{e^{-i\omega t - i\Delta}}{e^{-i\omega t - i\Delta \frac{N}{2}}} \cdot \frac{\sin(\frac{N\Delta}{2})}{\sin(\frac{\Delta}{2})}$$

$$H = \frac{E}{2\theta}$$

$$D(\psi) = \frac{\sin^2(\frac{N\Delta}{2})}{\sin^2(\frac{\Delta}{2})} \cdot \frac{1}{N^2}$$

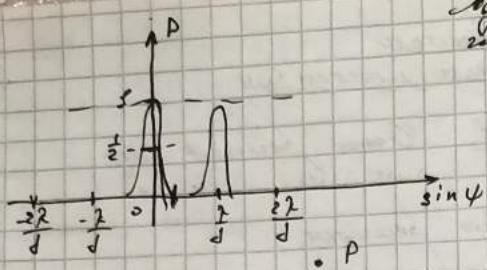
$$\text{max. } \sin^2\left(\frac{N\Delta}{2}\right) = 0 \rightarrow \frac{N\Delta}{2} = m\pi \quad (m=0, \pm 1, \dots)$$

$$\frac{N\Delta}{2} = m\pi \rightarrow \sin\psi = \frac{m\lambda}{d}$$

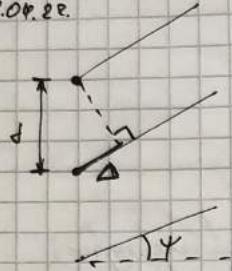
наименьшее значение

При $m=0$ максимум при $\psi = 0$, при $m=0$ - минимум $\Delta(\psi)$

Для синусоид φ на поверхности зеркала наклоняется поверхность зеркала на угол $\theta_{\text{ср}}$.

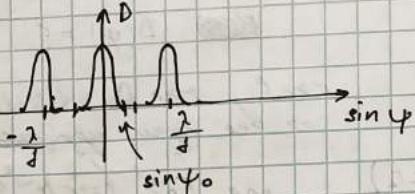


18.08.22.



$$\Delta = d \cdot \sin \psi$$

$$D(\psi) = \frac{1}{N^2} \left(\frac{\sin \frac{N\lambda \Delta}{2}}{\sin \frac{\lambda \Delta}{2}} \right)^2$$



$$A_0; \quad \varphi_i = 0; \quad i = 1, N$$

$$D_A = J(N-1)$$

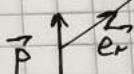
$$D(\psi) = 0 \rightarrow \sin \frac{N\lambda \Delta}{2} = 0 \rightarrow \frac{N\lambda \Delta}{2\pi} d \sin \psi = m' \pi$$

$$m' = 1, 2, \dots \quad m' = 1 \rightarrow \sin \psi_0 = \frac{2}{Nd} \approx \frac{2}{D_A} \ll 1 \quad \text{условие зеркала}$$

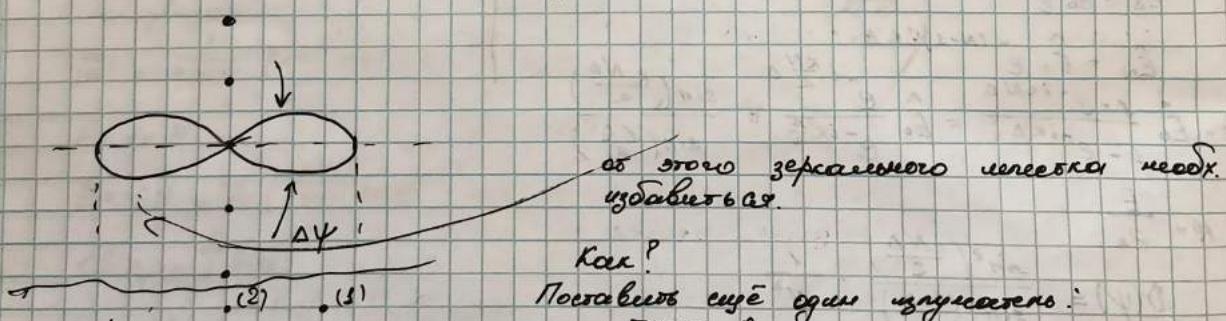
$$\Delta \psi \approx \frac{2}{D_A}$$

1. зеркало с ф-кой $D(\psi)$ (нечет. макс) ($m' = 0$) даете зеркало $\lambda > d$

\Rightarrow хороший зеркало $\int \lambda \ll D_A$ - один зеркало
 $\lambda > d$ - зеркало

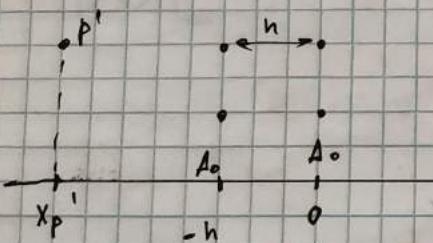


151



Как?

Поставим еще один зеркало:



$$\begin{aligned} \varphi_{(1)} &= \omega t - kx_p + \varphi_{01} \\ \varphi_{01} &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_{(2)} &= \omega t - k(x_p + h) + \varphi_{02} \\ \varphi_{02} &= kh = \frac{\pi}{a}, \quad h = \frac{1}{4} \end{aligned}$$

$$\rightarrow \varphi_{(2)} = \omega t - kx_p - \frac{\pi}{2} + \varphi_{02}$$

$$\underline{\varphi_{02} = \frac{\pi}{2}} \rightarrow \varphi_{(2)} = \varphi_{(1)}$$

$$I = \int \frac{P}{G}$$

$$I = \int \frac{P}{\frac{\pi}{2}}$$

$$\textcircled{2} \quad I = \frac{P}{16}$$

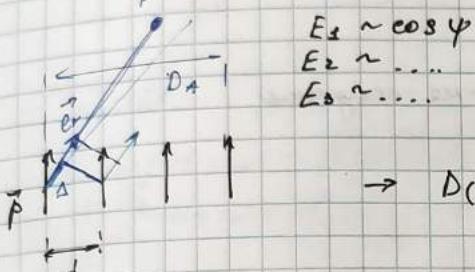
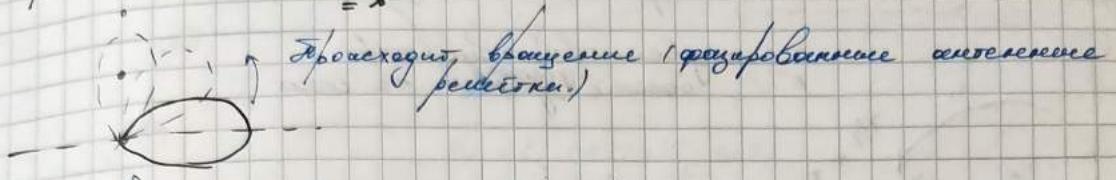
$$= \underline{\frac{P}{16}}$$

ω_{\max} , $\theta = \pi$

точка P :

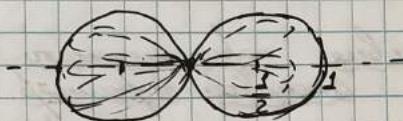
$$\begin{aligned} \varphi_{(1)} &= \omega t + \kappa |x_p| \\ \varphi_{(2)} &= \omega t + \kappa |x_p| + \underbrace{\frac{\pi}{2} + \varphi_{02}}_{=\pi} \end{aligned}$$

$\Rightarrow 2$ волны в фазовом пространстве $\Rightarrow \min \theta = \pi$



$$D(y) = \frac{1}{N^2} \left(\frac{\sin \frac{N\pi y}{d}}{\sin \frac{\pi y}{d}} \right)^2 \cos^2 \psi$$

$$A_0 \quad \varphi_{0i} = 0, \forall i \in \overline{1, N}$$



Сопротивление излучения

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \vec{p}_0 \cos \omega t \\ |\vec{H}| &= \frac{1}{4\pi c r} p_0 \omega^2 / |\cos(\omega t - kr)| \cdot \cos \Theta \\ \vec{P} &= -\vec{p}_0 \omega^2 \cos \omega t \\ |\vec{E}| &= \frac{1}{4\pi \epsilon_0 c^2 r} p_0 \omega^2 / |\cos(\omega t - kr)| \cos \Theta \\ |\vec{s}| &= |\vec{E}, \vec{H}| = \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} p_0^2 \omega^4 \cos^2(\omega t - kr) \cdot \cos^2 \Theta \\ \langle \vec{s} \rangle_r &= \frac{1}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} p_0^2 \omega^4 \cos^2 \Theta \end{aligned}$$

Излучение из диполя.

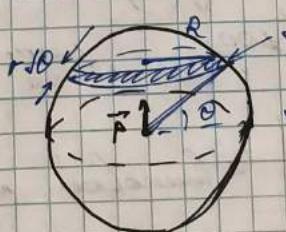
$$\eta = \phi <|\vec{s}|> \propto$$

$$\text{(1)} \quad \eta = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{p_0^2 \omega^4 2\pi r^2 \cos^2 \Theta}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} d\Theta \quad \text{①}$$

$$\text{②} \quad \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} (1 - \sin^2 \Theta) d(\sin \Theta) =$$

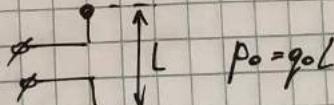
$$= \left(\frac{p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \right) \alpha = \alpha p_0^2 \omega^4,$$

$$j = \frac{dq}{dt} = q_0 \cdot \frac{\sqrt{(\cos \omega t)}}{t + t_0} = -\frac{q_0 \omega \sin \omega t}{t_0}$$



$$\begin{aligned} R &= r \cos \Theta \\ 2\pi R \Theta &= 2\pi r r \cos \Theta = \\ &= 2\pi r^2 \cos \Theta \Theta \end{aligned}$$

$$\Theta \in [-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$$

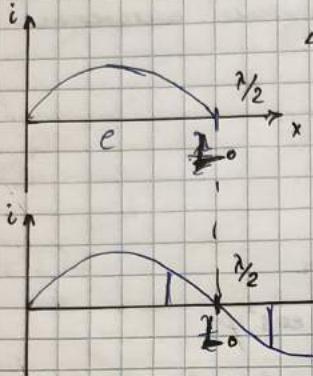


$$\Rightarrow \Pi = \alpha \rho_0^2 \omega^4 = \alpha L^2 I_0^2 \omega^2 = \alpha I_0^2 \frac{4\pi^2 c^2}{L^2} L^2 \Leftrightarrow \alpha I_0^2 4\pi^2 c^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2$$

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

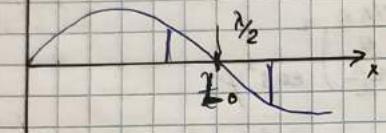
По земле Радиуса: $\rho = \frac{1}{\alpha} I_0^2 R$

Оп. радиус $R = \alpha \cdot 8\pi^2 c^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2$ - сопротивление излучения.



небесной поверхности
области излучения не входит

~ повышение ρ -го излучения



Условие парашютности, присущее
волновой поверхности.

$$D_A \left[\begin{array}{c} \leftarrow \\ r_0 \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} r \\ \rightarrow \end{array} \right] \rho \rightarrow r^2 = r_0^2 + (D_A \cdot \frac{r}{2})^2$$

$$D_A \ll 9r, r_0$$

$$r = r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{D_A}{2r_0} \right)^2} \approx r_0 \left(1 + \frac{D_A^2}{8r_0^2} \right)$$

规律 Тейлора

$$\Delta \varphi = \kappa_A r \approx \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{D_A^2}{8r_0} = \frac{\Delta \varphi_0 \lambda}{4r_0} \ll \pi$$

т.к. парашутка падает, не
излучается:

Если для $\Delta \varphi = \pi$, то падет из
разных концов излучения).

$$\Rightarrow r_0 \gg \frac{D_A^2}{4\lambda} \rightarrow r_0 \gg \frac{D_A^2}{2}$$

условие парашютности присущий
условие динамической бомбы, волновой
или звуковой парашютности

$\Delta \varphi \ll \pi$ (здесь не имеет значения
влияние P .)

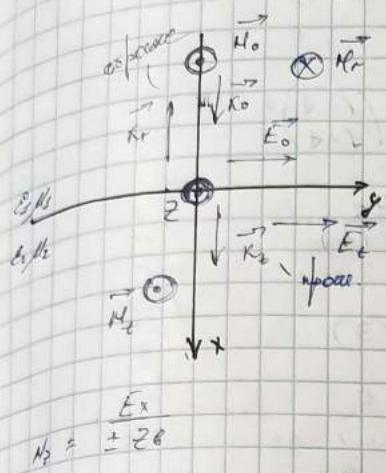
Пример: $\lambda = 3 \text{ см}$
 $D_A = 10 \text{ см}$ - парашютный антенна.

$$r_0 \gg \frac{100}{3} \approx 30 \text{ см.}$$

Оп. $\boxed{P = \frac{\sqrt{2} r_0}{D_A}}$ ~ волновая парашютность; $P \gg 1$ условие динамической
бомбы.

Рисунок

Нормальное поглощение ЭМВ на
граничку раздела двух гибких сред.
Симметрическое сущ. Рассмотрим



$$\vec{E}_0 \equiv \vec{E}_j = E_0 \vec{e}_y; \quad \vec{H}_0 = H_0 \vec{e}_z$$

• Несимметрическое поглощение
запись

$$E_x = E_0 \cos(\omega t - k_1 x) + E_r \cos(\omega t + k_1 x)$$

$$k_1 = \frac{\omega}{c n_s} = \frac{\omega}{c} n_s \quad (n = \frac{c}{\omega})$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 \cos(\omega t - k_2 x)$$

$$k_2 = \frac{\omega}{c n_2}; \quad u = \sqrt{\frac{n_1}{n_2}}$$

$$\vec{H}_2 = \vec{H}_0 \cos(\omega t - k_2 x) + \vec{H}_r \cos(\omega t - k_2 x) = \frac{\vec{E}_0 \vec{e}_z}{Z_2} \cos(\omega t - k_2 x) - \frac{\vec{E}_r \vec{e}_z}{Z_2} \cos(\omega t - k_2 x)$$

Запись несимметрическое: $E_{1x} = E_{2x}$
 $H_{1x} = H_{2x}$

но $x=0$

$$E_0 \cos(\omega t) + E_r \cos(\omega t) = E_t \cos(\omega t)$$

$$(E_2 = E_t)$$

$$\begin{cases} E_0 + E_r = E_t \\ \frac{E_0}{Z_1} - \frac{E_r}{Z_2} = \frac{E_t}{Z_2} \end{cases} \quad (H_{1x} = H_{2x}) \rightarrow$$

$$\begin{cases} E_0 + E_r = E_t \\ E_0 - E_r = \frac{1}{Z_2} E_t \end{cases}$$

$$2E_0 = E_t (1 + \frac{1}{Z_2})$$

$$E_0 = \frac{1 + \frac{1}{Z_2}}{2} E_t$$

$$E_r = \frac{1 - \frac{1}{Z_2}}{2} E_t$$

① $\delta = \beta \Rightarrow E_r = 0$

одинаковые симметрическое
сущ.

(1) $\text{коэффициент отражения } \frac{E_r}{E_0} = -\frac{1}{Z_2} = -1$

равен нулю.

② Поглощение $\text{коэффициент } \gamma \sim 10^{15} \text{ Гц} (\text{они.}) \rightarrow \mu = 1$

$$Z_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_f}{\epsilon_0 \epsilon_f}} = \frac{\mu_0 \mu_f}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_f}} = \frac{2 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_f}} = 2 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_f}}$$

$$\delta = \frac{Z_1}{Z_2} = \frac{2 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{n_1}}{2 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{n_2}} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$E_r = \frac{1 - \frac{n_2}{n_1}}{1 + \frac{n_2}{n_1}} E_0 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E_0$$

При $n_2 > n_1$ (однозначно от отражения будет поглощение)

$$E_r > 0, \quad \mu_0 \Delta \phi_{\text{погл}} = \pm \pi \quad (\text{также } \Delta \Gamma_{\text{погл}} = \pm \frac{\pi}{2})$$

③ Opt.

$R = \frac{S_r}{S_0}$	- коэффициент обратимости
$\tau = \frac{S_t}{S_0}$	- коэффициент неравнодействия

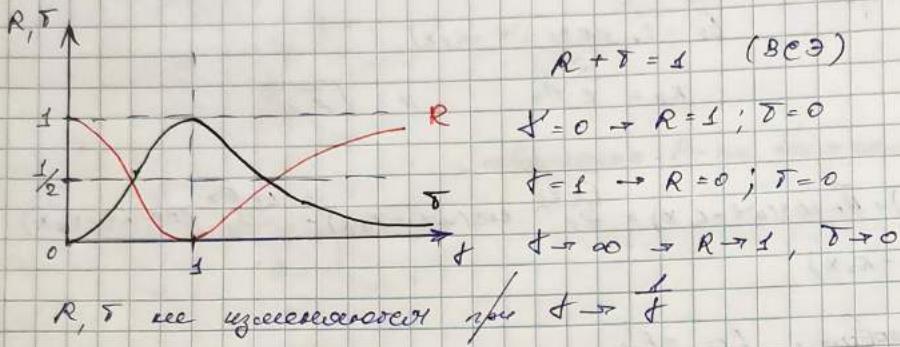
$$\vec{S} = [E, H]$$

$$S_0 = E_0 M_0 = \frac{E_0^2}{Z_0}$$

$$S_r = \frac{E_r^2}{Z_0}; S_t = \frac{E_t^2}{Z_0}$$

$$R = \frac{S_r}{S_0} = \left(\frac{E_r}{E_0}\right)^2 = \left(\frac{l-t}{l+t}\right)^2$$

$$\tau = \left(\frac{E_t}{E_0}\right)^2 \cdot J = \frac{4t}{(l+t)^2}$$



$$R + \tau = 1 \quad (\text{БСЭ})$$

$$J = 0 \rightarrow R = 1; \tau = 0$$

$$J = l \rightarrow R = 0; \tau = 0$$

$$J \rightarrow \infty \rightarrow R \rightarrow 1, \tau \rightarrow 0$$

График:

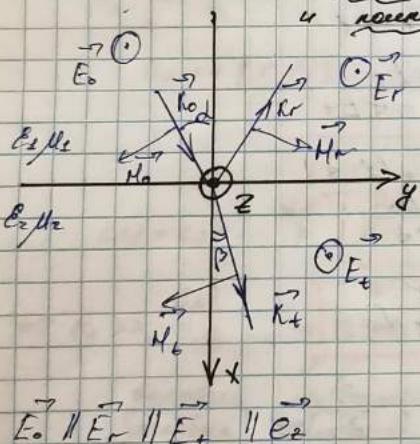
М1

М2

$$E = E_0 e^{i\omega t}$$

$$K = K_{RE}$$

④ TE -
transverse
wave



Opt. Помеха, в которой несет информацию
изменяющийся в среде и волнистой волной
передаваемый более поздний. Использовано
задание.

$$E_x = E_0 \vec{e}_x \cos(\omega t - K_x \vec{r}) + E_r \vec{e}_x \cos(\omega t - K_r \vec{r})$$

$$E_y = E_0 \vec{e}_y \cos(\omega t - K_x \vec{r})$$

$$\vec{K}_0 \vec{r} = K_{rx} \vec{x} + K_{ry} \vec{y}$$

$$\vec{K}_r \vec{r} = -K_{rx} \vec{x} + K_{ry} \vec{y}$$

$$\vec{K}_t \vec{r} = K_{rz} \vec{x} + K_{ry} \vec{y}$$

Однородно волнистое пространство условие:

$$\Gamma_y: E_{ry} = E_{ty}$$

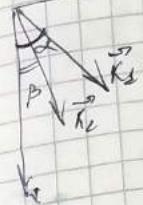
$$E_r = E_t$$

$$E_0 \cos(\omega t - K_{ry} \cdot y) + E_r \cos(\omega t - K_{ry} \cdot y) = E_t \cos(\omega t - K_{ry} \cdot y)$$

(Все синусы разные y берутся.) \rightarrow аргументы =

$$\omega t, \frac{\omega}{c} y$$

$$K_{ry} = K_{ty} \rightarrow K_r = K_t = \frac{\omega}{c}$$



⑤ TM

⑥ TE

$$E_0 \parallel$$

$$E_2 =$$

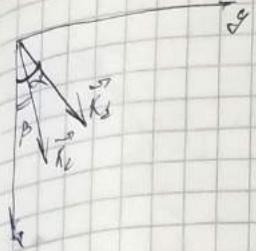
$$E_{12} =$$

$$E_0 =$$

$$E_0 =$$

$$E_0 =$$

$$Y_R =$$



$$k_1 \sin \alpha = k_2 \sin \beta$$

$$\frac{\omega}{n_1} \sin \alpha = \frac{\omega}{n_2} \sin \beta \quad (\alpha = \frac{\theta}{n})$$

\Rightarrow

$$n_1 \sin \alpha - n_2 \sin \beta = \text{garne Reaktion}$$

$$\Rightarrow \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

Spielderichtung: $n_2 < n_1 \rightarrow \sin \beta = \frac{n_1}{n_2} \sin \alpha$.



$\forall \alpha: \sin \beta > 1 \rightarrow$ nur bedeckt bei Bruchwinkel $E_2 = 0$

$$n_1 E_{12} = E_{22} !?$$

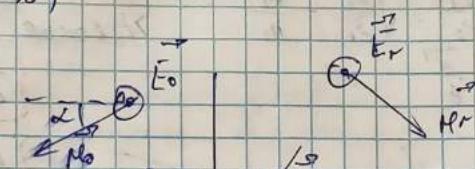
P ② eine röhre, wo bei 25° obige re. dargestellt
wurde, der Winkel zwischen zwei benachbarten

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx) \rightarrow E = E_0 e^{i(\omega t - kx)}$$

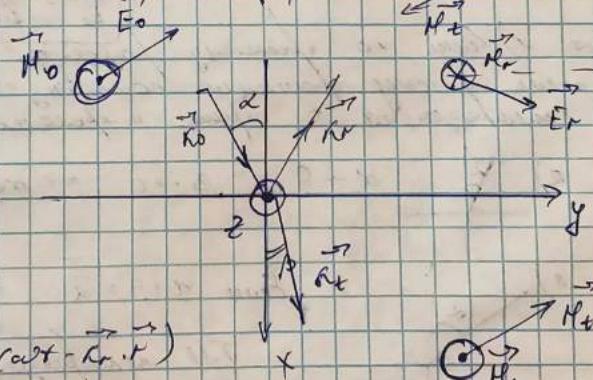
$$K \cdot k_x + i k_z m$$

③ TE - Wellen.

transversal
widerstehen einer
ausbreitung.



④ TM - Wellen



⑤ TE - Wellen.

$$\vec{E}_0 \parallel \vec{E}_r \parallel \vec{E}_t \parallel \vec{e}_z$$

$$E_t = E_0 \cos(\omega t - k_0 z) + E_r \cos(\omega t - k_r z)$$

$$E_2 = E_t \cos(\omega t - k_0 z)$$

$$E_{2x} = E_{2z} \quad (E_{2x} = E_2) \text{ n für } t, \theta_y$$

$$E_0 + E_r = E_t$$

$$H_{2x} = H_{2z}$$

$$-H_0 \cos \alpha + H_r \cos \alpha = -H_t \cos \beta$$

$$\text{Für } \alpha = 25^\circ: H_y = \frac{E_2}{\sqrt{2}}.$$

$$\Rightarrow + \frac{E_0}{z_0} \cos \alpha - \frac{E_r}{z_1} \cos \alpha = + \frac{E_t}{z_2} \cos \beta$$

① Дел - биссектриса

$$\vec{H}_0 \parallel \vec{H}_n \parallel \vec{H}_t \parallel \vec{E}_0$$

$$H_{02} = H_{n2} \quad (H_0 = H_n)$$

$$H_0 - H_n = H_t$$

$$E_{02} = E_{n2}$$

$$\rightarrow E_0 \cos \alpha + E_n \cos \alpha - E_t \cos \beta$$

$$E_0 = H_0 z_1$$

$$E_n = -H_n z_1$$

$$E_t = +H_t z_2$$

При этом пересечение не является - правильного. Несколько пересечений в ходе пути

26.07.22. каждое генерирует отражение.

$$\tilde{\mu} = 1 \quad (\approx 10^{15} \text{ Гц})$$

$$\kappa = \frac{z_1}{z_2} = \sqrt{\frac{z_1}{z_2}} = \frac{n_1}{n_2}$$

$$z_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\kappa}}$$

Сразу готовое пересечение:

TE биссектриса:

$$\frac{E_x}{E_0} = \frac{-\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}$$

$$\frac{E_z}{E_0} = \frac{2 \sin \alpha \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)}$$

в классических зонах
ког

② для Плоскости

TIL - биссектриса:

$$\frac{E_x}{E_0} = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}$$

$$\frac{E_z}{E_0} = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)}$$

Dnug g

-ik E_y

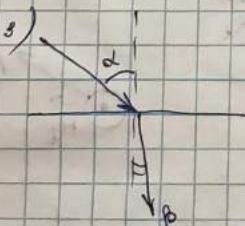
x E_y

-ik H

Сигнализация: 1) Сигнал на границе разделения между неподобраным - видим (сигнал проходит границу разделения - и не отбрасывается, (подобраный) в отражении, и пропадает, выше.)

TIL биссектриса

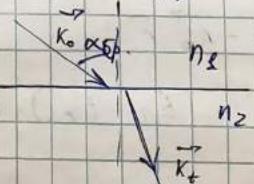
2)  $\alpha \rightarrow 0 \Rightarrow \beta \rightarrow 0 \Rightarrow$ фаза сигнала приобретает вид подобранного падения.



$$\text{Если } \alpha + \beta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \tan(\alpha + \beta) \rightarrow \infty \Rightarrow E_r \rightarrow 0$$

TIL подобрана, не будет в оп. биссектрисе.

=> Сигнал



$E_r \rightarrow 0$, - отражение пропадает

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

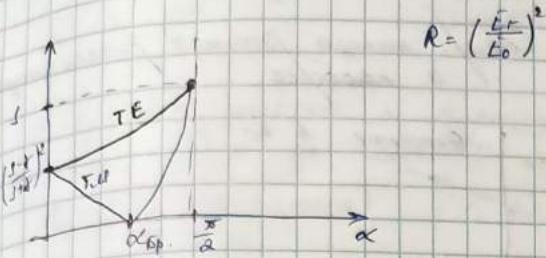
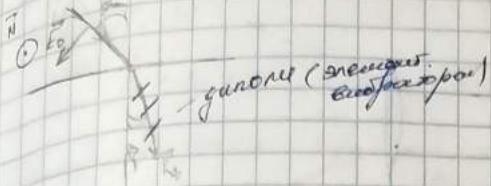
Через зону биссектрисы:

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha_{bp} \Rightarrow \sin \beta = \cos \alpha_{bp}$$

$$\tan \alpha_{bp} = \frac{n_2}{n_1}$$

- угол биссектрисы.

Биссектриса падает \Rightarrow подобран. отражение не фазовое \rightarrow подобранное падение.
 \Rightarrow сигнал не излучается по зоне биссектрисы (биссектриса не E₀)



$$R = \left(\frac{E}{E_0}\right)^2$$

Механические

видео с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ (согласно изображению). \rightarrow звук в го-ах не распространяется, т.е. звук подается.

Но распространяется в графических машинах:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

Пара уравнений:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}$$

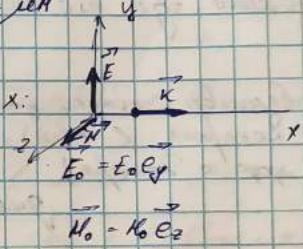
$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}$$

✓

Пусть звуковая волна x :

$$\vec{E} = E_0 e^{(i\omega t - kx)}$$

$$\vec{H} = H_0 e^{(i\omega t - kx)}$$



$$-ik E_y = -\mu(i\omega) H_z$$

$$xE_y = \mu\omega H_z \Rightarrow [\vec{x}, \vec{E}] = \mu\omega \vec{H}$$

$$-ik H_z = -E(i\omega) E_y \Rightarrow [\vec{x}, \vec{H}] = -\epsilon\omega \vec{E}$$

Если распространяется с звуковыми частотами, у которых:

$\epsilon > 0$, $\mu > 0 \Rightarrow \vec{E}, \vec{H}, \vec{x}$ — правая система.

$\epsilon < 0$, $\mu < 0 \Rightarrow \vec{E}, \vec{H}, \vec{x}$ — левая система.

$\vec{s} = [\vec{E}, \vec{H}] \sim$ по правилам НА $\Rightarrow \vec{E}, \vec{H}, \vec{s}$ — правая система.

\Rightarrow Следовательно: $\vec{n} \nparallel \vec{s}$ (если \vec{s} антипараллелен \vec{s} , звук не распространяется, а \vec{s} к звуковому)

① Т.к. $\vec{u}_0 \perp \vec{n} \vec{k} \Rightarrow$ звукоподавляющей задаче Доплера (все наоборот.)

②

$$\frac{E_1/\mu_1}{E_2/\mu_2}$$

$$E_1/\mu_1$$

Но звуковая волна: \vec{x} $E_1/\mu_1 = E_2/\mu_2$; $D_{1n} = D_{2n}$

$$\mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$$

Если звук распространяется из звукоподавляющей \Rightarrow звукоизолирующей.

$$E_1 E_{1n} = E_2 E_{2n}$$

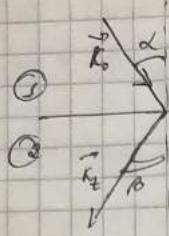
$$\mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$$

Пусть $\vec{s} = \vec{s}$, $\vec{H} = \vec{H}$ ~ звукоподавляющий.

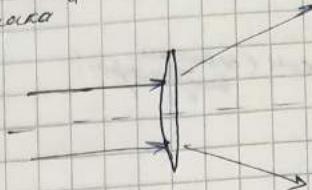
$$\mu_1 < 0, \mu_2 < 0$$

~ звукоподавляющий.

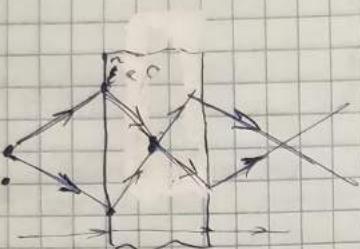
Оригинальные координаты и коэффициенты преобразования



\Rightarrow "Две системы координат"



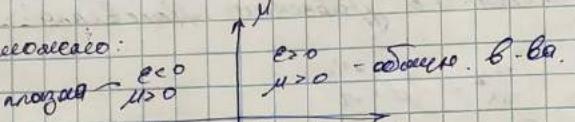
Составление уравнения преобразования от координат



③ $E_2 = -E_1 \Rightarrow$ пропорционально масштабу, а коэффициенты не меняются.
 $M_x = -M_y$

$$\Rightarrow E_x = 0, E_z \neq 0$$

Однако, это не всегда возможно:



Справедливо только если $x_1 = x_2 = 0$
 $(\text{тогда } E_1 = E_2 = 0 \text{ и } M_x = M_y)$
 (если этого нет, то)

Разложение вектора в
однородных координатах
(разложение в приведенное-опорную)

Def. Анизотропия - зависимость ячейки параллелепипеда от направления

Однородный вектор: $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$
 $\vec{E} = \vec{E}_0$ (однородный вектор)

Несимметрический вектор: $\vec{D} = \vec{E}\vec{E}$

где E_{ij} - элементы тензора E_{ij}

$$E = \begin{pmatrix} E_{xx} & E_{xy} & E_{xz} \\ E_{yx} & E_{yy} & E_{yz} \\ E_{zx} & E_{zy} & E_{zz} \end{pmatrix} \quad i, j = 1, 2, 3$$

$$\Rightarrow D_i = \sum_{j=1}^3 E_{ij} E_j \quad (D_x = E_{xx} E_1 + E_{yy} E_2 + E_{zz} E_3)$$

T. k. $E_i = 0 \rightarrow$ вектор не однородный \rightarrow тензор симметрический - приведенный к диагональному виду:

$$E_{ij} = E_{ji} - симметрия.$$

$$E = \begin{pmatrix} E_x & 0 & 0 \\ 0 & E_y & 0 \\ 0 & 0 & E_z \end{pmatrix}$$

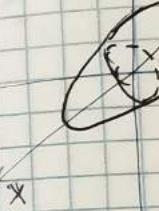
$$E_x = E_{xx} \\ E_y = E_{yy} \\ E_z = E_{zz}$$

$$E_{xx} = E_x + E_z \\ \text{Пример: решебник}$$

$$E_x = E_y = E_z$$

$$E_z = E_{yy} = E_{zz} \\ \text{или} \\ \text{extra}$$

Пример:



Впринципе
 \Rightarrow возможен

другой



но

так

$$E = E_0$$

$$\begin{cases} E_x = E_{xx} \\ E_y = E_{yy} \\ E_z = E_{zz} \end{cases} \quad \text{забытое значение.}$$

также $E_x + E_y + E_z$ - также 6-60 изображалось - физическое представление.

Пример показанный сферы: $n_1 = \sqrt{E_x} = 1,95$ $n_2 = 2,04$ $n_3 = 2,24$ } равнодействующая сила

$E_x = E_y = E_z = E_0$ (нормальное к выравниванию оси) \uparrow
"0" не имеет!

$$E_2 = E_1 = E_0 / \sqrt{3}$$
 (одновременно) $(E_2 + E_x)$

extraordinary ("особенное")
ordinary ("обычное")

Такое представление одновременно (в данном случае это же ось Z)

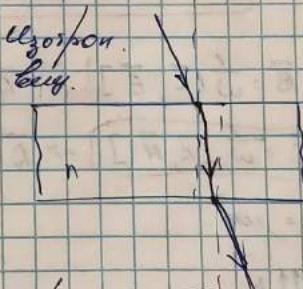
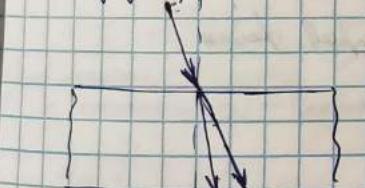
Пример: "легендарный шар" $\rightarrow n_1 = n_0 = 1,658$
 $n_2 = n_0 = 1,486$

эллипсоид формы (эллипсоид больших координат, описанная вокруг Z-оси)

$$y \quad \frac{x^2}{E_x^2} + \frac{y^2}{E_y^2} + \frac{z^2}{E_z^2} = 1 \quad \text{или} \quad E_x^2 x^2 + E_y^2 y^2 + E_z^2 z^2 = 1.$$

В однородных присоединенных & нек-но присоединенных (уч. 3-я Секция.)
 \Rightarrow без модели Двухстороннее значение.

Двухстороннее значение



- один путь небольшой, другой большой

но иное.

① e - "бесст" вправо 0



"бесст" вправо?

$$\textcircled{2} \quad \vec{E}_0 \perp \vec{E}_e$$

ordinary

Как устроена линза? Стороны?

Равноконтактные линзы гармонических волн с однородными сферами.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - k\vec{r}) \rightarrow \vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - k\vec{r})}$$

однородные (имеют не просто с.о. "одинаковы")

$$\vec{D} = \vec{D}_0 e^{i(\omega t - k\vec{r})}$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

3) о магнитном (б) сл.:

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{div } \vec{D} = 0$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\text{div } \vec{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}$$

$$k^2 \vec{D} = K_x \cdot x + k_y y + k_z z$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow -ik_x$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \rightarrow -ik_y$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \rightarrow -ik_z$$

аналогично:

$$\text{div } \vec{B} = -i \vec{k} \cdot \vec{B} = 0$$

и

$$\vec{K} \perp \vec{D}; \vec{B} \perp \vec{K}; \boxed{\vec{D} \perp \vec{B}}$$

1)

2)

3)

$$\text{rot}(f \vec{A}) = f \text{rot} \vec{A} + [\nabla f, \vec{A}] \sim \text{формула}$$

$$\vec{A} = \vec{E}_0 = \cos \theta$$

$$f = e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \Rightarrow \text{rot } \vec{E}_0 = 0$$

$$\nabla f = -ik_x \vec{e}_x \cdot f - ik_y \vec{e}_y \cdot f - ik_z \vec{e}_z \cdot f = -i \vec{k} f$$

$$\Rightarrow [-i \vec{k}, \vec{E}] = -i \omega \vec{B}$$

$$\boxed{\vec{B} = \frac{1}{\omega} [\vec{k}, \vec{E}]}$$

28.04.22.

$$|\vec{B} = \frac{1}{\omega} [\vec{k}, \vec{E}]| \Rightarrow \vec{B} \perp \vec{k} \Rightarrow \vec{M} \perp \vec{k} \quad \{ \vec{D}, \vec{B}, \vec{C} \}$$

$$|\vec{B} = \frac{1}{\omega} [\vec{k}, \vec{H}]| \Rightarrow \vec{B} \perp \vec{k} \quad \{ \vec{D}, \vec{B}, \vec{C} \} \quad \text{н. ф.}$$

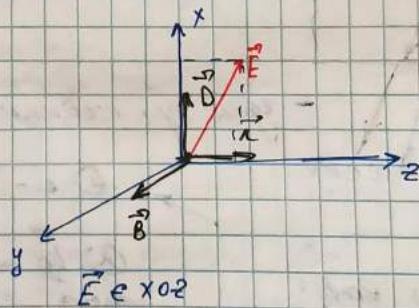
$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{B} \parallel \vec{H}$$

В общем случае:

$$D_i = \sum_j E_{ij} \cdot E_j \quad (i, j = x, y, z)$$

$$\vec{D} \parallel \vec{E} \Rightarrow \vec{E} \perp \vec{k}$$



Компьютерное рассмотрение
известных случаев для однородного
пространства

Симметричные и антисимметричные
векторы

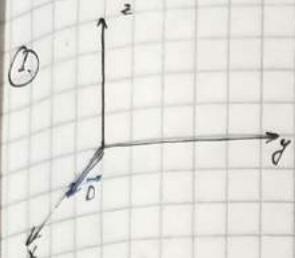
Одн. векторы не-0, содержащие ось \neq ось. изв. изв. симметрии.

$$E_x = E_y = E_z$$

Page

$$E_0 = E_{\parallel} \quad \text{и} \quad \text{зарядженные частицы движутся по окружности.}$$

$$E = \begin{pmatrix} E_x & 0 & 0 \\ 0 & E_y & 0 \\ 0 & 0 & E_z \end{pmatrix}$$



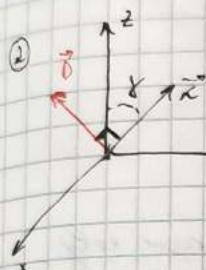
Пусть $D \parallel \vec{E}_z \Rightarrow \vec{D} \in (y_2)$

$$D_x = E_x E_z \Rightarrow \vec{D} \parallel \vec{E}, \quad E_z = E_0$$

\Rightarrow движение колец в начальном состоянии не проходит.

$$u = \sqrt{\frac{1}{\mu E_0}} = u_0 \quad \text{~скорость одинаковы}$$

Следствие: $D \parallel \vec{E}$ и скорость не зависит от \vec{x} .



$\vec{D} \in (y_2)$

a) пусть $\theta = 0 \Rightarrow \vec{D} \parallel \vec{E}_z$

$$\vec{D} = -D \vec{E}_z$$

\Rightarrow пусть заряженность $D_y = E_x E_y = \underline{E_x E_y}$

$$\Rightarrow \vec{D} \parallel \vec{E}$$

$$u_e = u = \sqrt{\frac{1}{\mu E_0}} = \sqrt{\mu e_0} = u_0 \sim \text{но конс. не зависит от } \gamma$$

$$\text{б) } \theta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \vec{D} = \vec{x} E_y$$

$$\vec{D} = D \vec{e}_x \rightarrow D_x = E_x E_z = E_{\parallel} E_z$$

$$\Rightarrow u_e = \sqrt{\frac{1}{\mu E_{\parallel}}} \neq u_0$$

Следование:

e (extraordinary) - конс.

$$1) \vec{E} \perp \vec{D}$$

$$2) u_e = u(\gamma)$$

3) Осьн. поляризация в однин. и неоднин. конс. (---) плюсом поляр.

$$4) \text{б. о. конс. } \vec{E} \perp (\vec{x}, \vec{e}_z) \quad \Rightarrow \vec{E}_0 + \vec{E}_e$$

$$\text{б. е. конс. } \vec{E} \in (\vec{x}, \vec{e}_z)$$

Изменение поляризации и расп. о. конс. в однин. и неоднин. конс. Плюсом поляр. и плюсом конс. плюсом конс.

Рассмотрено так, что...

Чт. напр. этого \perp ко y

$D \perp x$, т.е. \vec{D} би-осевое
напр. B (x^2)

$$D_x \rightarrow E_x = 0 - \text{воздух}$$

$$D_y \rightarrow E_y = e - \text{воздух}$$

Что будет с разд.?

$$y=0: \varphi_0 = \varphi_e = 0$$

$$n = \frac{c}{u} \Rightarrow n_0 = \frac{c}{u_0}$$

$$n_e = u_e$$

Какой будет разд. при проколе дырки?

$$\Delta\varphi_0(d) = \varphi_0(d) - \varphi_0(0) = \kappa d = \frac{\omega}{c} n_0 d = \frac{\omega}{\lambda} n_0 d$$

$$\kappa = \frac{\omega}{u} = \frac{\omega}{c n}; \quad c = \frac{\omega}{\lambda}$$

$$\Delta\varphi_e(d) = \varphi_e(d) - \varphi_e(0) = \frac{\omega}{\lambda} n_e d$$

$$\Delta\varphi_{e,e} = \frac{\omega}{\lambda} d (n_0 - n_e)$$

Оп. Площадка измн. неизб. винтовой, если она имеет разное разд. $\Delta\varphi_{e,e} = \frac{\omega}{\lambda} d$ — "1/4" разности разд.

$d_{min} = ?$ (минимальное значение площадки)

$$\frac{\omega}{\lambda} d_{min} |n_0 - n_e| = \frac{\omega}{\lambda} \rightarrow d_{min} = \frac{1}{4} |n_0 - n_e|$$

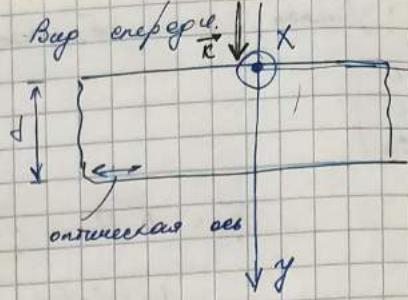
Оп. Площадка измн. неизб. винтовой, если она имеет разные разд. $\Delta\varphi_{e,e} = \pi - \frac{\omega}{\lambda} d$

$$d_{min} = \frac{\lambda}{2 |n_0 - n_e|}$$

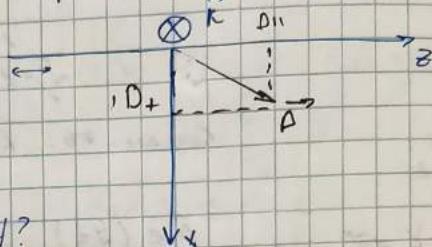
Нужно, чтобы определить разность разд.

$$\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y$$

$$y=0: \quad \vec{e}_x \quad \Delta\varphi_{0,e} = 0$$

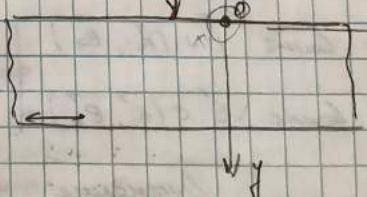


Будет сдвиг:



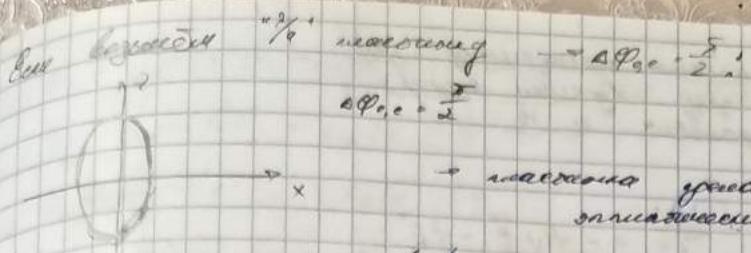
На конце разд. есть,
а в центре прямого с разд.
разд. в сдвигу

Сдвиг
имеет
одинаковую
величину



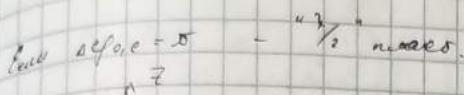
①

②



→ падение прямолинейное. Видим оптический изгиб.

(при $E_x = E_y$ - прямое падение)

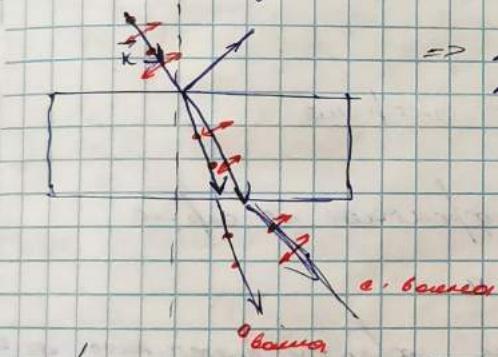


⇒ неизоморфично, но повернуто.

Прямое падение прямолинейное, когда вибрации параллельны оси!

Поляризационные узоры

~ изоморфное изображение крист. в определенном направлении E .

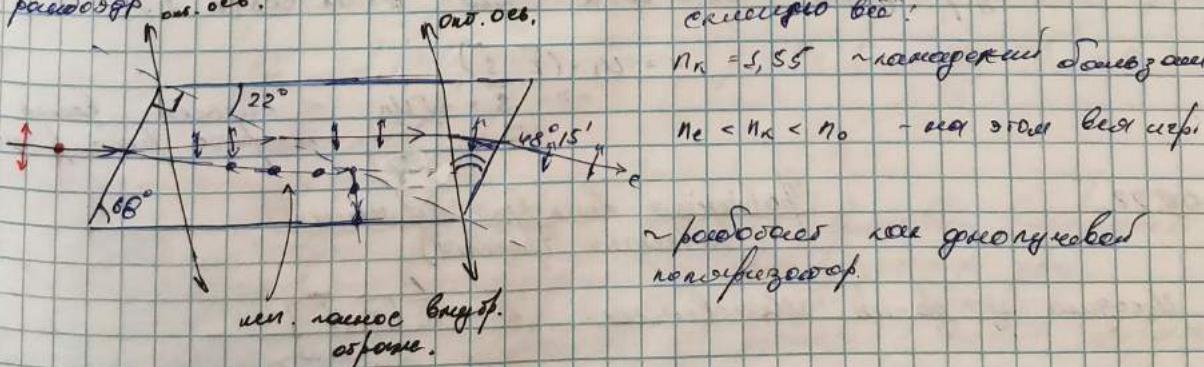


⇒ изоморфное изображение узр. во. кристалла (из кристаллографического симметрии этого изображения).

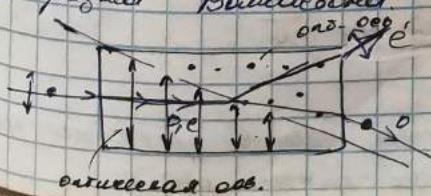
③ Драгея Николя (шахта) — Тюмень Николь, 1828.

Чесандрийский шахт. $\rightarrow n_o = 1,858$
 $n_e = 1,486$

расходящийся свет.



④ Драгея Восходящая (из кристаллического шахта.)



Энергетические соотношения для
анализаторных полей. Числовые методы

Дифференциальные

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{s} - \frac{1}{\mu} \vec{E}^2, \text{ расчет магнитного поля}$$

$$② w = w_{in} + w_{an}$$

$$w_{in} = \frac{\mu N^2}{2}$$

$$w_{an} = \frac{1}{2} (\vec{E}, \vec{D}) \sim w_{an} \neq 0, \text{ т.е. } w_{an} > 0 \Rightarrow (\vec{E}, \vec{D}) < \frac{N}{2}$$

$$w_{an} = \frac{1}{2} (E_x D_x + E_y D_y + E_z D_z) = \frac{1}{2} (E_x E_x^2 + E_y E_y^2 + E_z E_z^2)$$

$$D_i = \sum_j \epsilon_{ij} E_j, \text{ т.е. } \epsilon \text{ есть коэффициент связи}$$

$$② \text{ Доказательство: } \vec{s} = [\vec{E}, \vec{H}] \Rightarrow \vec{s} \perp \vec{k}$$

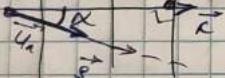
но! $\vec{E} \not\perp \vec{k}$ (бывает случай)

$$\Rightarrow \vec{s} \not\perp \vec{k}!$$

\vec{s} - числовое поле, но \vec{s} имеет электрическую

- вспомогательную

\vec{k} - вспомогательное поле



Часть - числовое поле

Было проанализировано что: основное поле зависит от угла
изменения α и от времени t .

Энергия: $C_1 \propto t$

$$\Rightarrow U_3 \text{ равна } U_3 = \frac{C}{\cos \alpha} \text{ или } U = U_3 \cos(\vec{k} \cdot \vec{s})$$

$$\Rightarrow \vec{s} = \underbrace{U_3}_{\text{- констант. поле}} \vec{n} - \text{ констант. поле зависит от времени}$$

1.05.22.

Уравнение базовых полей.
(уравнение Френеля).

Уравнение из yz-оси зависимость:

$$\vec{D} = -\frac{1}{\omega^2 \mu} [\vec{k}, [\vec{k}, \vec{E}]] = \vec{k} \times \vec{E}$$

$$= -\frac{1}{\mu \omega^2} (c(\vec{k}, \vec{E}) - \vec{E} \vec{k}^2)$$

$$\vec{B} = \frac{1}{\omega} [\vec{k}, \vec{E}]$$

$$\vec{D} = -\frac{1}{\omega} [\vec{k}, \vec{H}]$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$$

→ зависимость от времени не
имеет (2-ого вида, вид.)

$$\begin{aligned} \dot{x}_x &= D_x = \frac{1}{\mu \omega^2} (\kappa^2 E_x - \kappa_x (\vec{\kappa}, \vec{E})) \\ \dot{x}_y &= D_y = \frac{1}{\mu \omega^2} (\kappa^2 E_y - \kappa_y (\vec{\kappa}, \vec{E})) \\ \dot{x}_z &= D_z = \frac{1}{\mu \omega^2} (\kappa^2 E_z - \kappa_z (\vec{\kappa}, \vec{E})) \end{aligned}$$

— можно образовать E_x , E_y и E_z

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa_x} | E_x &= \frac{\kappa_x (\vec{\kappa}, \vec{E})}{\kappa^2 - \mu \omega^2 E_x} \\ \frac{1}{\kappa_y} | E_y &= \frac{\kappa_y (\vec{\kappa}, \vec{E})}{\kappa^2 - \mu \omega^2 E_y} \\ \frac{1}{\kappa_z} | E_z &= \frac{\kappa_z (\vec{\kappa}, \vec{E})}{\kappa^2 - \mu \omega^2 E_z} \end{aligned}$$

— все симметрично:

$$\begin{aligned} E_x &= E_y = E_z \\ \text{таким образом, когда } \kappa^2 + \mu \omega^2 E_x &= 0 \\ U &= \frac{\omega}{\kappa} - \text{погл. ч.} \end{aligned}$$

$\Rightarrow \omega^2 \neq \frac{1}{\mu \kappa^2}$

справедливо только для в-важи
а в общей величине будет в-где.
мень. но!

$$b) о-важи $\vec{E} \perp \vec{\kappa} \Rightarrow (\vec{\kappa}, \vec{E}) = 0$$$

$$\begin{aligned} \kappa_x E_x + \kappa_y E_y + \kappa_z E_z &= \frac{\kappa_x^2 (\vec{\kappa}, \vec{E})}{\kappa^2 - \mu \omega^2 E_x} + \frac{\kappa_y^2 (\vec{\kappa}, \vec{E})}{\kappa^2 - \mu \omega^2 E_y} + \frac{\kappa_z^2 (\vec{\kappa}, \vec{E})}{\kappa^2 - \mu \omega^2 E_z} \\ (\vec{\kappa}, \vec{E}) &\sim \text{если } \text{распол-и в-важи } (\vec{\kappa}, \vec{E}) \neq 0 \rightarrow \text{сопротивление} \\ \frac{\kappa_x^2 / \kappa^2}{1 - \mu \omega^2 E_x} &+ \frac{\kappa_y^2 / \kappa^2}{1 - \mu \omega^2 E_y} + \frac{\kappa_z^2 / \kappa^2}{1 - \mu \omega^2 E_z} = 1. \quad 1) \text{Важи симметрический} \\ \text{известен коффициент } (N_x^2) & \quad 2) \text{Весом.} \\ \frac{\kappa_x^2 / \kappa^2}{1 - \mu \omega^2 E_x} &+ \frac{\kappa_y^2 / \kappa^2}{1 - \mu \omega^2 E_y} + \frac{\kappa_z^2 / \kappa^2}{1 - \mu \omega^2 E_z} = N_x^2 + N_y^2 + N_z^2 \\ 2) \left(\frac{\omega}{\kappa} \right)^2 &= \alpha^2 \end{aligned}$$

$$3) \text{Важи симметрический коффициент известны } V_i^2 = \frac{1}{\mu E_i} \quad (i=x, y, z)$$

$$N_x^2 \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\mu^2 E_x}} - 1 \right) + N_y^2 \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\mu^2 E_y}} - 1 \right) + N_z^2 \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\mu^2 E_z}} - 1 \right) = 0$$

известные и известные величины

$$\boxed{\frac{N_x^2}{U^2 - V_x^2} + \frac{N_y^2}{U^2 - V_y^2} + \frac{N_z^2}{U^2 - V_z^2} = 0}$$

известных коффициентов

Если все заложено в-важи приведены \rightarrow можно найти коффициенты в-важи

$$\text{Пример: } b) \text{ одночлен } \quad \text{коффициент } E_x = E_y = E_z \Rightarrow V_x = V_y = V_z = V_0$$

$$E_z = E_{11} \quad V_2 = V_{11} = V_0$$

$$\Rightarrow \frac{N_x^2 + N_y^2}{U^2 - V_0^2} + \frac{N_z^2}{U^2 - V_0^2} = 0$$

$$\begin{aligned} N_x^2 + N_y^2 &= N_z^2 \quad \text{известно в-важи} \\ N_z^2 &= N_{11} \end{aligned}$$

$$(u^e - v_2^e) N_{11}^2 + (u^e - v_2^e) N_{11}^2 = 0 \quad \text{-- выражение избыточное.}$$

Плоскость начального сеч. - подобное сечение, изображе. относительные оси.

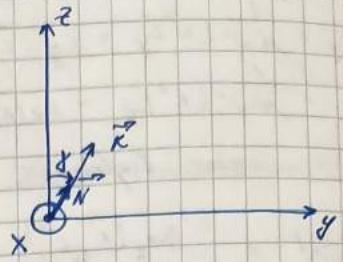
$$N_{11} = \cos \delta; \quad N_{12} = \sin \delta$$

$$u^e = v_0^e \sin^2 \delta + v_0^e \cos^2 \delta$$

$$\alpha) \delta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow u = v_0^e$$

$$\beta) \delta = 0 \Rightarrow u = v_0^e$$

Отн. ось ~ это единица, напр., где 0 и с-боком
лево ~ единица поверхности.



Угловое движение плоской поверхности

Этическое движение по верху \vec{s} , оно же по \vec{x} , поэтому глядя вперед картинка не по движению, а по \vec{s} ! А то получим, что вперед идет \vec{x} .

Уг-е плоское движение поверхности:

$$\vec{\delta} = -\frac{1}{\omega} [\vec{x}, \vec{N}] = -\frac{1}{\omega} [\vec{N}, \vec{H}] = -\frac{1}{\omega} [\vec{N}, \vec{H}]$$

Введен. выше один единственный вектор $\vec{s} \rightarrow \vec{t}$

$$\vec{t} = \frac{\vec{s}}{|s|}$$

\vec{x} \vec{N} \vec{D} \vec{H} \vec{E}

$$[\vec{t}, \vec{D}] = -\frac{1}{\omega} [\vec{t}, [\vec{N}, \vec{H}]] = -\frac{1}{\omega} (\vec{N}(\vec{t} \vec{H}) - \vec{H}(\vec{t}, \vec{N})) \quad \text{①}$$

но это $\vec{t} = \vec{s}/|s|$. $\vec{s} = [\vec{E}, \vec{N}] \Rightarrow \vec{s} \perp \vec{H} \Rightarrow \vec{t} \perp \vec{H} \Rightarrow \cos \alpha$

$$\text{②} \quad \frac{\cos \alpha}{|s|} \vec{H} = \text{Угловое движение ск-го } u_n = \frac{1}{\omega} \vec{H} = \frac{1}{\omega} \vec{H}$$

$$\Rightarrow \vec{N} = u_n [\vec{t}, \vec{D}] \quad \sim t\text{-представление}$$

$$\text{ан. } \vec{B} = \frac{1}{\omega} [\vec{x}, \vec{E}] = \frac{1}{\omega} [\vec{N}, \vec{E}] = \frac{1}{\omega} [\vec{N}, \vec{E}]$$

N -представление

$$\vec{N}$$

$$\frac{1}{u_n}$$

$$\vec{E} \quad (E_i = \frac{D_i}{E_i})$$

t -представление

$$\vec{t}$$

$$u_n$$

$$\vec{D}$$

$$(D_i = E_i / E_i)$$

Одно представление g -е, винтовое переходное в t -представление

$$\frac{t_x^2}{u_n^2} + \frac{t_y^2}{v_2^2} + \frac{t_z^2}{v_{11}^2} = 0 \quad \sim g\text{-е угловое движение поверхности}$$

6 способов представления g -е (вспомогательно).

6) $C - 60$
6) $O - 60$

Еще
один

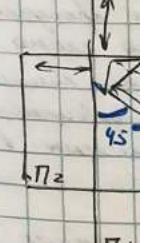
В итоге

получ

бак.
член.

$E_0 + E_e$

Возмож



1)

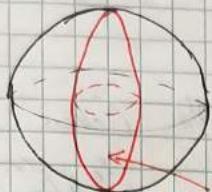
Наде

E_0 с боком - эллипсоид
 E_0 с боком - сфера

Пограничный градиент.

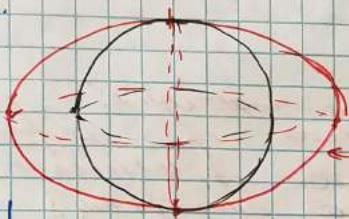
Если волна обогащает радио зону уп-ба, то она становится
избыточной вспомогательной волной.

Бывает о.боком.

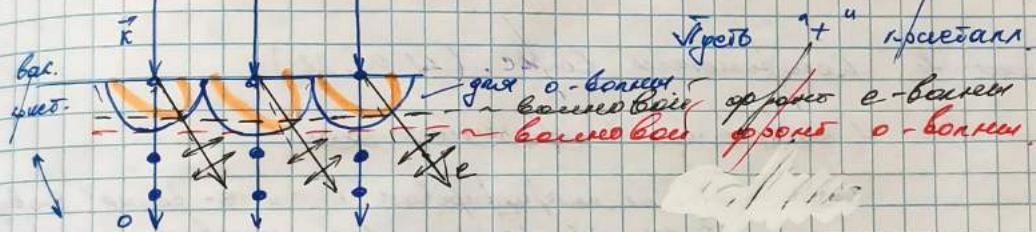


о.боком ($\mu_1 + \mu_2$)
 $\mu_1 > \mu_2$

нагр. начального волны.



о.боком ($\mu_1 - \mu_2$)
 $\mu_1 < \mu_2$



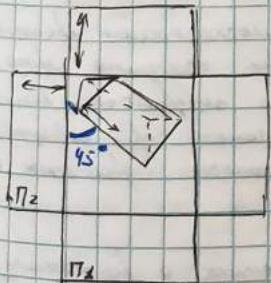
Уровни $\mu_1 + \mu_2$ присутствуют.

Интерференция волнового света

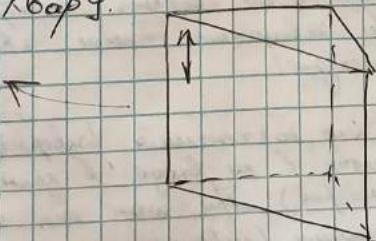
$E_0 + E_e \Rightarrow$ нет интерференции.

Возникает 2 пограничных в сплошных веществах.

Если склонность μ_1 и μ_2 к поглощению друг другом одинакова, то нет какого-либо нарушения ит.о.



Картина

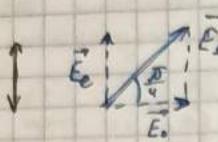


нормирующей линзы

3) E_1 - норм. μ_1

Пограничный карман для ухода:

3)



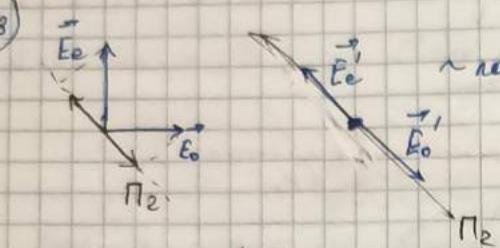
~ в начале. (+ гаэс на базе фазов)

$$\Delta \varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 h$$

$$\Delta \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 h$$

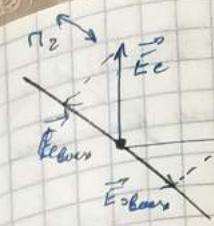
$$\Rightarrow \Delta \varphi_{0,1} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_1) h$$

3)



~ после Π_2 (сдел в параллельное положение)

$E'_1 \parallel E_1 \rightarrow$ все уменьшено в n_1 ,
то есть уменьшилось значение, оставшееся.



Кроме того,
делают еще

* ~~При движении~~

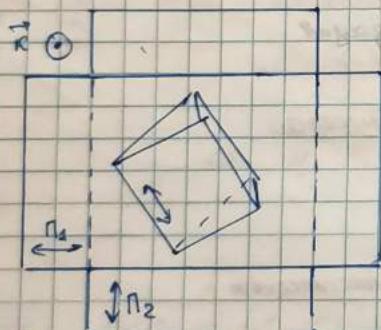
всегда получается один и тот же?

Учебник разное читал, при работе можно ли
всёное сдвиги приводить к одному
(относительно единичного азимута).

Задачи к Конференции Сборка. (16.05.22.)

16.05.22.

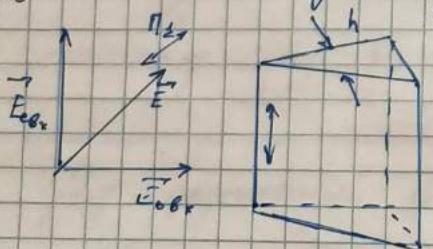
1 Чертежи с параллельным изображением



Можно ли изобразить изображение О-е винто? Оси вертикальные, то есть $E_0 \perp E_1$. Как изобразить их изображение винто?

Представим себе 2 симметричных полизондера $\Pi_{1,2}$ (их можно пропускать перпендикулярно, а не только вдоль, если через них можно систему не прокладывать) между которыми находящийся сварочный шов (шову - опишем антистронгое винто), выражаемый тем что его ограничен осью параллельной роботу.

Также отмечается что шов составляет угол 90° с плоскостью пропускания полизондеров (см. рис.). У ребра шва горизонтально, т.е. $\Pi_1 \perp \Pi_2$ (у ребра шва горизонтально плоскость проекций он не имеет но горизонтальное сечение), а дальше будет поворотом шва вдоль горизонтальной оси, и при повороте шва вдоль оси шва шов описывает антистронгое винто, при повороте шва вдоль оси шва описывает антистронгое винто. Рассмотрим это.



Для обозначения развернутого рисунка и расположения вектора E за ходе в линии на симметричных $E_{0,1}, E_{0,2}$ (см. рис.) при этом $E_{0,1}$ лежит в плоскости шва и симметрично параллельно описанному для него, а $E_{0,2}$ перпендикулярно этой плоскости.

Поскольку Π_1 составляет 45° с осью шва, а E совпадает с Π_1 , то антистронгое симметрическое $E_{0,1}, E_{0,2}$ описанное, их разность раза в ребра шва равно нулю. Такие, где $A \neq 0$, называются разностями раза в ребра О-е винто.

2) Винтение
винту, при
параллелизме

При проколе

3) Винтение
винту, при
параллелизме

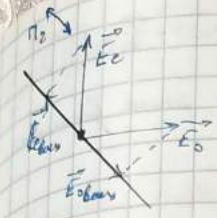
шов,

$E_{0,1}$

здесь
однако.

Надо
изобразить

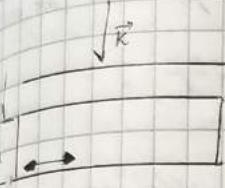
$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - \Delta\varphi_c + \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_c) h$$



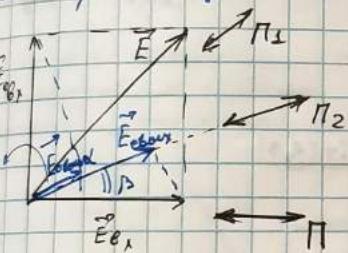
На выходе из шестигранника под второго E_0 , E распространяется по фазе волны не зависит от времени, а разности фаз не зависит. Поскольку разностная фаза зависит от n , получается, что разность фаз зависит от времени (поскольку разница в фазах волны, поданных в один и тот же шестигранник, определяется).

2. Расчет изменения при пропускании промежуточных n_1 и n_2 (закон Паскаля, 1810г.).

Хроматическое излучение.



Рассмотрим пропадение волн-сигнала из-за поглощения света волнистых колебаний и пропагицеских колебаний, имеющих разную частоту. Движение волны из-за поглощения света приводит к перенесению колебаний света (см. рис.). Давление на волны из-за поглощения света приводит к тому, что частота колебаний волны ν уменьшается, а амплитуда колебаний остается неизменной.



Рассчитываем хроматическое смещение выходного излучения.

1) Выведем Π_3 : направление "сторон" поглощенных волн, т.е. на выходе из него поглощенных волн $E = \sqrt{I_0/2}$, и проекция вектора E головка поглощенных волн (n_2 (см. рис.)).

2) Выведем поглощенные: на выходе в шестигранник волны разделяются на 0-ю и единичную, при этом вектор E_{00x} направлена перпендикулярно поглощенным волнам, а E_{00y} параллельно им. Амплитуды этих волн:

$$E_{00x} = E \sin \alpha, \quad E_{00y} = E \cos \alpha$$

При пропадении через шестигранник в камерах волны поглощаются падающими:

$$\Delta\varphi_0 = k_0 h = \frac{2\pi}{\lambda} h n_0, \quad \Delta\varphi_c = k_0 h = \frac{2\pi}{\lambda} h n_c$$

3) Выведем Π_2 : Π_2 определяет спектральный, то пропускает вектор поглощенных волн головка поглощенных волн Π_2 , поданный направлением векторов E_{00x} || E_{00y} , а их амплитуды на выходе из Π_2

$$E_{00x} = E_{00x} \sin \beta = E \sin \alpha \sin \beta, \quad E_{00y} = E_{00x} \cos \beta = E \cos \alpha \cos \beta$$

Но, на выходе из шестигранника получили 2 волны.

$$E_{00x} = E \sin \alpha \sin \beta \cdot \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} h n_0), \quad E_{00y} = E \cos \alpha \cos \beta \cdot \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} h n_c)$$

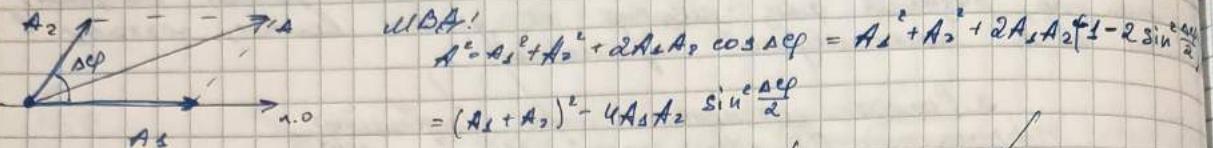
(здесь волны обозн. как 1 и 2, т.к. на них выходят из шестигранника поглощенные волны, а "поглощенные" героями волны).

Нападающие волны изменяются равно среднему по времени из-за поглощения волнистых колебаний.

$$I = \langle (E_{\text{бок}} + E_{\text{глуб}})^2 \rangle = E^2 \langle (\sin \alpha \sin \beta \cos(\omega t - \frac{\pi}{2} n_0 h) + \cos \alpha \cos \beta \cos(\omega t - \frac{\pi}{2} n_0 h))^2 \rangle$$

Сканируем удобнее методом векторных выражений. Для этого будем использовать:

$$A_x = E \sin \alpha \cdot \sin \beta, \quad A_y = E \cos \alpha \cos \beta, \quad \Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) h$$



Возбуждающее и приемное перемещение "уединяется по времени" (то есть в 6 спектральной компоненте):

$$(1) \quad I = \frac{E^2}{2} \left((\sin \alpha \sin \beta + \cos \alpha \cos \beta)^2 - 4 \sin \alpha \sin \beta \cos \alpha \cos \beta \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2} \right) =$$

$$= \frac{I_0}{4} \left(\cos^2(\alpha - \beta) - \sin(2\alpha) \sin(2\beta) \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2} \right)$$

Объяснение: • первое значение в скобках в (1) есть в. син., когда одна из компонентов, если бы между поларизацией не было пересечения, влияния не имела. то есть в. син. в скобках, т.к. в него входит разность и в. син. в скобках.

• Частичные случаи:

$$1) \Pi_1 \perp \Pi_2 \Rightarrow \alpha - \beta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \cos^2(\alpha - \beta) = 0, \sin(2\alpha) = -\sin(2\beta)$$

$$\Rightarrow I = \frac{I_0}{4} \sin^2(2\alpha) \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2}$$

$$2) \Pi_1 \parallel \Pi_2 \Rightarrow \alpha = \beta \Rightarrow I = \frac{I_0}{4} (1 - \sin^2(2\alpha) \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2})$$

Это означает, что любой анализатор Π_2 на угол $\frac{\pi}{2}$ поглощает парциальную компоненту: т.к. где бы ни был, другое т.к., "поглощает".

Таким образом, обеими способами можно наблюдать хроматическое поларизацию. Поскольку разные случаи есть в поларизацию, изменяющую сканируемого, и из (2) получим:

$$I = \frac{I_0}{4} \cos^2(\alpha - \beta) - \sum_{(2)} \frac{I_0}{4} \sin(2\alpha) \sin(2\beta) \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2} \quad (2)$$

где I_0 - интенсивность сканируемой компоненты в единицах I .
Видно, что в (2) разность разн. волн зависит от I . Это значит, что при определенных генерации частотах для каждого разного случая видимо это, а для других нет. Тогда поглощается излучение в общем случае, а частичное хроматическое поларизацию.

• Частичные случаи:

$$1) \Pi_1 \perp \Pi_2 \Rightarrow I = \sin^2 2\alpha \sum_{(2)} \frac{I_0}{4} \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2}$$

В этом случае наблюдается излучение из-за того что ближайшая разница (поларизацию) определила в разные частоты поглощать. При сканировании поглощается разн. Δ , значит, сканируется интенсивность, а излучение сканируется

$$2) \Pi_1 \parallel \Pi_2 \Rightarrow I = \frac{I_0}{4} - \sum_{(2)} \frac{I_0}{4} \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2}$$

Теперь же
без разницы

Некоторые
при разном
при этом

тогда - упруго
внешняя.

Возможно всплы-
тие излучение
давления не
запаса
заряжен
реак-

Поглощение
разделено

На две
частичные
воздушные
волны

П

это в-
существо
заряда
различное
значит,
чуть

Сначала
затем
относитель-
ности
и присое-

дан-
нение
амплитуды
заряда
или

Теперь можно сказать, что волна фронт, и она будет выражена в виде угла.

3. Поглощением амплитуды.

3.1. Поглощением амплитуды при всех дифракциях

Некоторые оптические изображения поглощены могут быть амплитудами при рассеяниях / сдвигах / поглощении (цвета падения). Оказывается, что при этом

$$|n_e - n_0| = K \frac{E}{\lambda}$$

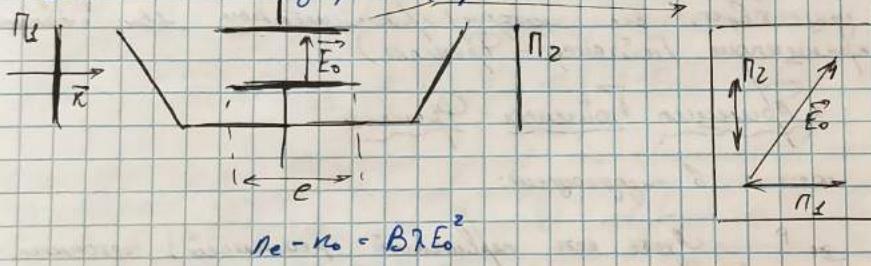
Это - угловое падение, а краткое проявление явлений от сб-в

Возможные оптические изображения при этих дифракциях имеют граничные: если требуется угловое смещение конфигурации, то для этого надо сдвигать этого изображения (пример - маски камеры), то маски, чтобы изображение находило место из превращения падения и бездействует распределение угловых изображений.

3.2. Амплитуда в электрическом поле.

Появление оптической амплитуды в электрическом и магнитном полях Керра.

На рис. показано явление Керра - явления в магнитном поле изображения, в котором создано постоянное электрическое поле E_0 . При этом возникает оптическая амплитуда, причем



$$n_e - n_0 = B \lambda E_0^2$$

где B - коэффициент Керра. Для биссектрисы $\theta = 0$, т.е. $n_e > n_0$, то изображение в воле с $B < 0$ (отрицательный спирт, эпоксидный эпокси). Скорее всего зеркало изображения в магнитном поле ($B = 2 \cdot 10^{-10}$ ед./ B^2). Важно, что разное изображение превращается в обратную роль - это значит, что зеркало не является от зеркала роли в конденсаторе. Но это в конденсаторе в воле изображения разного знака.

$$\Delta \phi = K(n_e - n_0) \theta = \frac{\lambda}{2} B \lambda E_0^2 \theta = 2 \lambda B E_0^2 \theta$$

Схема эксперимента показана на рис. Свет проходит через конденсатор Π_2 , затем через линзу с магнитным и через конденсатор Π_1 . Равновесие оптических систем Π_1 и Π_2 показано на рисунке. Баланс E_0 состоящий с таким углом 45° . Если менять напряжение E_0 , то можно подобрать значение и превращение роли зеркал.

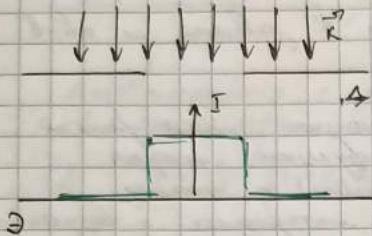
Объяснение этого зеркала состоит в том, что изображение поглощается и поглощается при этом фаза изменяется на 180° , что и есть амплитуда изображения. Механизм изображения изображения без изображения, подобен зеркалу или гравюре, где изображение разворачивает изображения изображений изображений и изображения изображения изображения.

Дифракция

Он дифракцией называется явление, происходящее при распространении волн в среде с неоднородностями.

Замечание:

Дифракцию волн люди наблюдают, но первоначально изучали отражение волн (лучи). В случае световых волн при дифракции наблюдается отклонение от законов геометрической optics. А с дифракцией акустических волн это становится возможно - звук синтез и в области геометрической optics

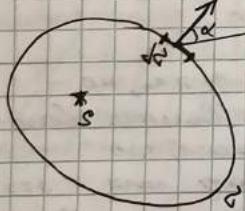


На рис. показано ситуация, когда плоская волна попадает на геометрически преграду A с отверстием. Несмотря на дифракцию, расположение экрана B. Если бы свет распространялся по законам геометрической optics, то неизменное егоство на экране B(x) было бы такое же, как на экране A(x), но на самом деле это не так!

- Дифракция - одно из явлений волнового характера. Если длина волны $\lambda \gg a$, то дифракция не выражена.
- При дифракции излучение излучается сбоку волнового поля во весь спектр.
- Далее решим задачу дифракции (наше волновое поле в модах также пребывает в производящих неоднородностях среды) в общем случае изогнутого. Такое решение изложено в книге автора в книге практик студентов. Решение описано в книге Гюйгенса - Френеля.

Принцип Гюйгенса - Френеля

Идея метода состоит в следующем:



Рассмотрим первичный (реальный) источник S. Продолжая наше волновое поле в горизонтальной плоскости P. Определим S(0) по P, до которого ушло время времени t_0 . Согласно принципу Гюйгенса каждая точка этого поля излучает колебания, которые приходят в точку P.

После Гюйгенса метод находит вспомогательный. Использовано ему для Френеля. Вспомогательный источник имеет форму A_0 и длину λ_0 . Волна, испущенная из A_0 , имеет амплитуду A_0 , фазу ϕ_0 . По принципу Гюйгенса - Френеля вспомогательный источник создает в точке P сферическую волну (амплитуда ее A_1).

- амплитуда A_1 ;
- фаза ϕ_1 ;
- фаза ϕ_2 волны вторичного источника S' .
- при $\alpha = \varphi - \phi_1 - R(\alpha)$, где α - угол между P и S' и R - расстояние от S' до точки P (см. рис.).
- амплитуда пропорциональная расстоянию r до S' и ϕ_2 в точке P , в результате.

$$A_1 = \frac{A_0}{r} k(\alpha) \cos(\omega t - k r + \phi_0) \Delta t$$

Направление вектора ϕ_2 вспомогательного источника S' :

один из записывается в виде

$$k(\alpha) = \frac{i}{2\pi} (t + \cos \alpha)$$

точечная амплитуда (т.е. $\alpha = 0$):

$$\hat{k}(\alpha) = \frac{i}{\lambda} = \frac{p}{\lambda} \exp(i \frac{\delta}{2})$$

Понятие:

$$f = \int \frac{A_0}{\lambda r} \cos(\omega t - kr + \phi_0 + \frac{\pi}{2}) d\alpha$$

помимо (1) можно записать результатирующую волну, очевидно, чтоplitude фазы волны α не зависит от времени, т.е. она не меняется в течение T периода изменения α . Поэтому результатирующая волна во всех формах записанных

$$f_p = \int f = \int \frac{A_0}{\lambda r} \cos(\omega t - kr + \phi_0 + \frac{\pi}{2}) d\alpha \quad (2)$$

имеет выражение (2): существует некоторый угол ϕ , для которого f_p волна сферической волны имеет максимальную амплитуду (т.е. угол ϕ волны f_p волны A_0 результирующей сферической волны).

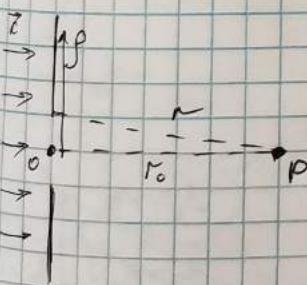
1. Как выразить ϕ ? Доведя ϕ до нуля получим $\phi = \phi_0$ (амплитуда звука, и в промежутках между максимумами звука из сферической волны, расстояние

2. Как звук на $r = R$ и фаза ϕ ? Всего про дифракцию проходит путь R волны $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$, и звук, и в сущности становится $\phi = \pi$. Но это невозможно, поэтому звуковой фронт складывается из сферических волнистых, то есть $A_0(R) = 0$, и в сферической $A_0(R)$, $\phi(R)$ имеет то же значение, что было в сферической дифракции.

Дифракция на сферических волнах

в сферической дифракции звука.

Пусть на кирзовском экране сферический звуковой источник излучает звуковую волну (звуковую волна сферической волны) с амплитудой A_0 и фазой ϕ_0 . Тогда амплитуда A_0 звука будет равна амплитуде звука на сфере R в сферической дифракции.



Задача находит волну в зоне наблюдения сферической волны (2). Для этого нужно:

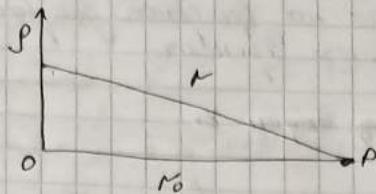
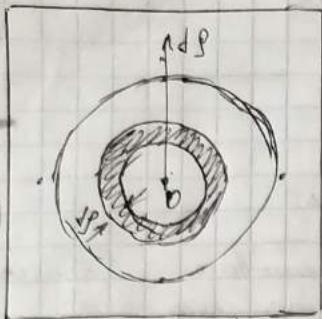
- выбрать в сферических волнах амплитуду $A_0 = \text{const}$, на кирзовской волне звука $A_0 = 0$,
- начальную фазу $\phi_0 = 0$ (заранее аномальное!)

Кроме того считаем, что дифракция сферическая, то есть сферическая дифракция сферической волны.

Из (2):

$$f_p = \int \frac{A_0}{\lambda r} \cos(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}) d\alpha$$

...записывающее в баре



Запись давления показывает, что изображение этого на конечный радиусе $r = r_{\max}$ есть ненулевое f_p , тогда

$$\Delta P = \rho \partial P / \partial r$$

$$r^2 = R^2 - r_0^2 \Rightarrow \rho \partial P / \partial r = \rho R / r$$

$$\text{Если я радиус } R = \frac{r_{\max}}{\lambda}$$

$$f_p = \int_{r_0}^{r_{\max}} \frac{\rho_0}{Rr} \cos(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}) 2\pi r dr = \int_{r_0}^{r_{\max}} \rho_0 \cos(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}) dr \quad (3)$$

где r_{\max} соотв. числу, делящему R по спирали сферической. Для симметричного звука в волнах ξ число k равно

$$\xi = kr - kr_0 \quad (\Rightarrow kR = \xi)$$

и запись аргумента исчезает:

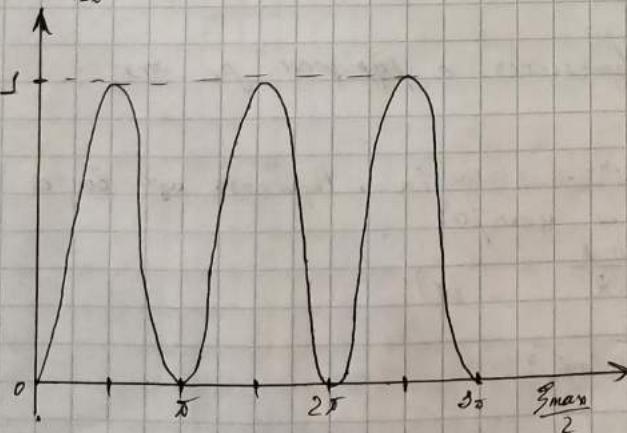
$$\omega t - kr + \frac{\pi}{2} = \omega t - kr_0 + \frac{\pi}{2} - \xi = \Theta_0 - \xi$$

т.е. $\Theta_0 = \omega t - kr_0 + \frac{\pi}{2} = \text{const}$ в фиксированном момент времени. Доказано!

$$f_p = \int_{r_0}^{r_{\max}} \rho_0 \cos(\Theta_0 - \xi) d\xi = \rho_0 [\sin(\xi_{\max} - \Theta_0) + \sin \Theta_0] = \rho_0 \sin \frac{\xi_{\max}}{2} \cos(\Theta_0 - \frac{\xi_{\max}}{2}) \quad (4)$$

Базовое звукосложение: это первый пример такого решения, где есть и в эллиптических ко-ординах! Тонкое решение удачно получилось, потому что мы видим. эллиптическое преобразование ($\lambda \neq 0$). Проверяю, это симметрично, т.к. развернута не симметрическая величина ($\xi = r - r_0$) Число наблюдаемого звука есть записываемое, потому что в (4) видно, что звуковидеть Θ_0 , который есть в обратной зависимости от времени, означающее константу.

$$\bar{f} = \langle f_p^2 \rangle = \bar{\rho}_0 \sin^2 \frac{\xi_{\max}}{2} \quad (5)$$



Если звук. давление сферическое, то звук. ξ_{\max} , а записываемое при $\xi = 0$ звукосложение это будет конечное значение: сферическое звук. \rightarrow записываемое звукосложение звука уменьшается

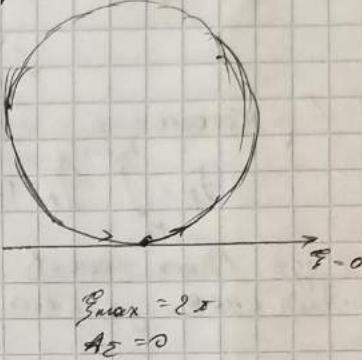
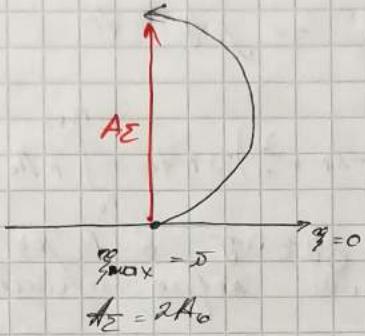
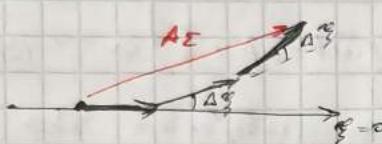
Интерференция на бесконечной дифракции.
Золотой Френеля.

Вертикальная и изограция (4)

$$f_p = \int_{-\infty}^{\xi_{\max}} A_0 \cos(\theta_0 - \xi) d\xi = \sum_{m=0}^{N-1} A_0 \cos(\theta_0 - m \cdot \Delta \xi) \Delta \xi$$

- это сумма N ($N \rightarrow \infty$) последовательных волнах с одинаковой амплитудой A_0 , фазой θ_0 и различающимися по фазе. Каждое последование вносит вклад в итоговую сумму. При этом учёт того, что в начале прямого падения на угол $-\pi/2$ в фазе, откладывает волны вперёд.

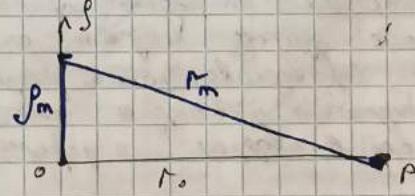
Физика падения:



Уз падения на бесконечности, когда $\theta < \xi_{\max} < \pi$, соответствующий участок бесконечной дифракции "сторон" предупреждается и результатом получившийся вектор становится отрицательным.

Это здраво падение изограции и фронтальной дифракции.

Френель (1788-1824) предложил способ разбиения апертуры отверстия на зоны. Окно имеет вид от центра отверстия ($r=0$), далее есть n -ая зона дифракции, в пределах которой имеется m -ая зона, имеющая фазу $\theta = (r_1 - r_0) = \frac{\pi}{2}$, при этом разбиение апертуры бесконечное и имеет макс. значение A_0 . В пределах зон разбивается зона при $\theta < \xi_{\max}$ в n -ом зоне и вспомогательный радиус зоны r_n приращается на Δr в результате чего величина в пределах отверстия разделяется на две зоны (зоны Френеля) радиусами r_1, r_2, r_3, \dots (и так далее из принципа разбиения зоны вспомогательной апертуры $r_1 = 37.5^\circ$, $r_2 = 25^\circ$, $r_3 = 35^\circ$).



Найдём радиус n -й зоны r_n . Радиус n -ой зоны r_n винт из центра:

$$r_n - r_0 = \frac{mR}{2} \quad (1)$$

из условия:

$$r_n = \sqrt{r_0^2 + p_m^2}$$



То есть, что при предельном выполнении условия первого приближения

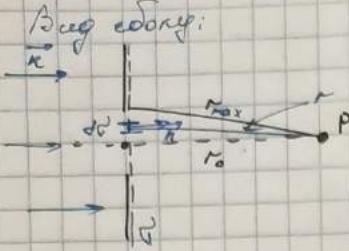
$$f_m \ll r_0 \\ \Rightarrow r_m = \sqrt{r_0^2 + f_m^2} \approx r_0 \left(1 + \frac{f_m^2}{2r_0^2} \right)$$

Уз (4) получим: $\frac{f_m^2}{2r_0} = \frac{m^2}{a} \Rightarrow \boxed{f_m = \sqrt{m^2 r_0}}$

Важное замечание: радиус зоны зависящий от r_0 , это значение, во-первых неоднозначно, потому что оно раздвоено.

Например: если предположить, что радиус сферика $R = f_1$ (в сферической координатной системе), то изменяется в зоне зоне концентрации. Если предположить, что радиус сферика $R = f_2$ (в сферической координатной системе), то изменяется в зоне $\rightarrow 0$.

18.05.22



Р - точка наблюдения

$$dF_p = A_0 \cdot \underline{dv} \cdot K(\alpha) \cos(\omega t - \alpha r)$$

$$\frac{dv}{dt} = 0$$

90° о направлением.

$$\text{Хорошо представить в виде: } \hat{K}(\alpha) = \frac{i}{2\pi} (3 + \cos\alpha)$$

$$\alpha \ll 1 \Rightarrow \hat{K} = \frac{i}{\lambda}$$

Если в пред. малых углах: $dA_f = \text{const.}$

Но если $\alpha \uparrow \rightarrow \cos\alpha \downarrow \Rightarrow dA_f \downarrow \sim \text{анал. вспомог. волны } \delta \text{ раз}$
меняются.

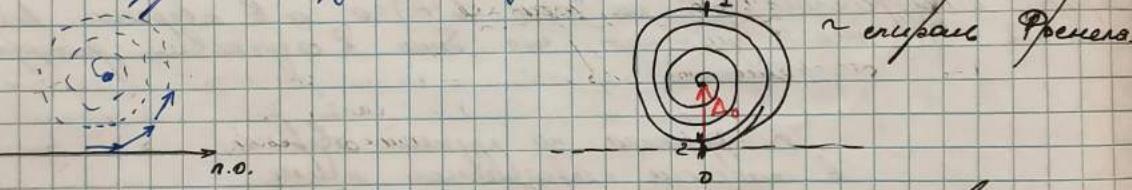
малых. углах

~ в процессе сущес. или гашение
вспомог. волны \rightarrow они более слабы в
центре \rightarrow они приводят в покой

Когда приводят по спирали \rightarrow 25
привод не в центре, а круг
круче начальной точки (один из
вариантов)



Если разбиваем это дальше \rightarrow получаем
одинаковую форму (Сокращение дист. центр.)



одинаковой

спираль Френеля

2.2 части попадают в р.о.

\rightarrow Регулирующий видоизменяется
коэф. $A_0 \Rightarrow$ если видоизм. спирал. в зону Френеля не попадет:

Если дальше \rightarrow в дальнейших
части. забываться.

$$A_I = 2A_0$$

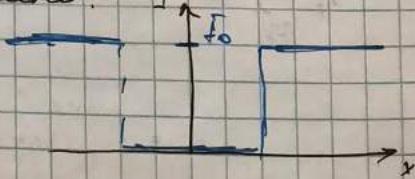
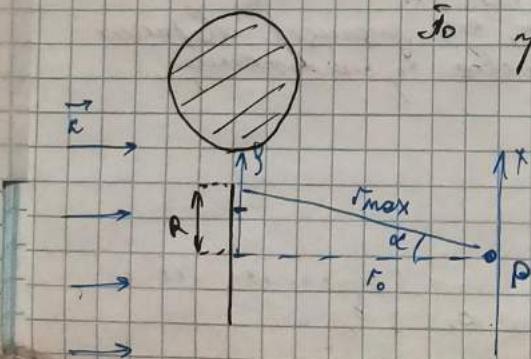
$$A_{II} = 0$$

...

Принципы применения
спиралей Френеля: дифракция на
непрорезанной преграде в форме

По преграде точка видна на оси.
Рассматривая в приближении малых углов.

По закою Гюйгенса-Френеля: $I = I_0$



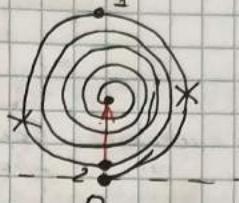
Будет разбить это зеркало на две зоны Френеля
($R = \frac{\lambda}{2}$)

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \text{ где } m - \text{зона.}$$

на сфере Френеля от r_0 до r_1 и от r_1 до r_2
(нефрениевы \rightarrow не фазовые)

\Rightarrow Если зеркало застряло в зоне, то
мы получаем $A_S = 2\pi R$ (в зоне)

\Rightarrow В зоне зеркало погаснет,
(изобр. падение Луассона - Араго)



Ничего не происходит. \rightarrow на сфере конечного радиуса
затрачено от окна не вредит \rightarrow оно восстановлено полностью.

+ 2 зон. \rightarrow 1 зона \rightarrow макс. убыв.,

2 зона \rightarrow макс. восстановления (не до 0)

3 зона \rightarrow убывает

4 зона \rightarrow убывает.

затрач. 1 и 3 зоны \rightarrow отр. 2 и 4 \rightarrow все сгладятся
(как будто размазаны \rightarrow макс. убывает)

Максимум убывает, макс. одноврем. \rightarrow заслонки разделяют
участок зеркала (сдвигают зеркало \rightarrow макс. убывает).

Зонная падение.

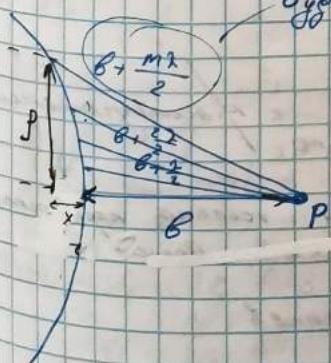
Будет это отображение в экране. Это зеркало пад. по оси (x, P)
или есть зеркальное изображение.
Будет сферическая волна.

a) Рассмотрим квадратного экрана.

Будет в отображении уменьшаться в
зонах Френеля. Хочем найти их радиусы.

На каждой зоне зеркало проектируется на
 \rightarrow радиус $x = \frac{R}{2}$

будем называть r



P - падает на эту зону

$$\rho^2 = a^2 - (a-x)^2 = 2ax - x^2$$

$$\rho^2 = r^2 - (R+x)^2 = r^2 - R^2 - 2Rx - x^2$$

$$0 = 2(a+R)x - r^2 + R^2$$

$$x = \frac{r^2 - R^2}{2(a+R)}$$

$$\rho^2 = 2 \frac{a(r^2 - R^2)}{2(a+R)} - x^2$$

$x \ll R$
 $x \ll a$, пренебрегая
(R и a одинаково величины)

$$f_m^2 = \frac{a((b + \frac{m\lambda}{2})^2 - b^2)}{a+b} = \frac{a(m\lambda b + (\frac{m\lambda}{2})^2)}{(a+b)} = f^2 \text{ макс. масса}$$

$$\Rightarrow p^2 = \frac{a(1r^2 - b^2)}{(a+b)}$$

$$\Rightarrow p_m = \sqrt{\frac{m\lambda ab}{a+b}}$$

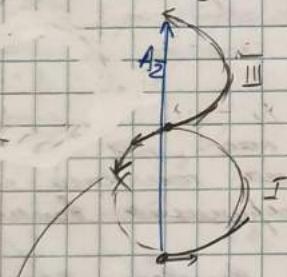
Приблизн.: масса волны ($a \rightarrow \infty$)
 $p_m = \sqrt{m\lambda b}$ - избыточное выражение

$$\frac{a+b}{ab} = \frac{m\lambda}{p_m^2}$$

$$\left[\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F_m} \right], \text{ где } F_m = \frac{p_m^2}{m\lambda}$$

Упр-е макс. (у максимума фазус -1 , и зоной максимума их несколько)
 \Rightarrow будет давать максимум на резонанс.

Рядо волны звуковая (у нас в ящике спираль Френеля)



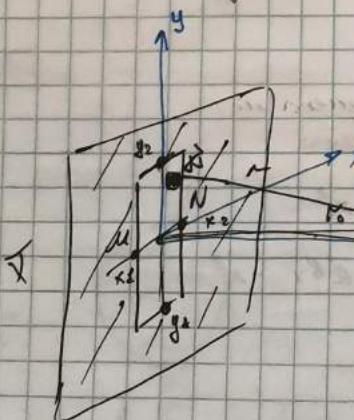
$$A_2 = m \cdot 2A_0, \quad m - \text{количество зон}$$

Так можно получить усиление

Сама поверхность и ее боковые - получающее усиление

* 1.6

1.6: какой давление будет получено динамиком, когда Ампл. 1-ого $h = ?$ для Ампл.



Динамическое давление на
правой части

Давление в промежуточном
случае.

Рассматривается звук в насыщенной
водой массой волной

Рядо звуков $A_0 = \cos \theta$

$$\varphi_0 = 0$$

$$f_p = ?$$

$$\frac{2\pi f^2}{R^2 t^2} = \frac{Kg}{2t}$$

16.05.22

No

16.05.22

Bye ω (or ω_0)

$x_p = y_p = 0$ (Всего, есть x_0 и y_0 в начале координат)

$$z_p = r_0$$

плоское движение. Стартует движение из начального состояния - Решение.

$$f_p = \iint_{(C)} \frac{A_0}{\lambda r} \cos(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}) dx dy$$

Разложение по гармоникам

$$\begin{aligned} \sqrt{r^2} &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ r^2 &= r_0^2 + x^2 + y^2 \end{aligned}$$
$$f_p = \iint_{(C)} \frac{A_0}{\lambda r} \cos(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}) dx dy$$

$r_0 \gg x, r_0 \gg y$ (плоское движение) В движении есть $r \approx r_0$ но в фазе нет. очень просто, раскладывается

$$r = \sqrt{r_0^2 + x^2 + y^2} = r_0 \sqrt{1 + \frac{x^2}{r_0^2} + \frac{y^2}{r_0^2}} \approx r_0 \left(1 + \frac{x^2}{2r_0^2} + \frac{y^2}{2r_0^2} \right) - \text{приближение Решения}$$

$$f_p = \frac{A_0}{\lambda r_0} \iint_{(C)} \cos\left(\omega t - kr_0 - \frac{x^2}{2r_0} - \frac{ky^2}{2r_0} + \frac{\pi}{2}\right) dx dy \quad \text{Пуск уделить время}$$

$$f_p = \frac{A_0}{2r_0} \Delta x \int_{y_1}^{y_2} \cos\left(\omega t - kr_0 + \frac{\pi}{2} - \frac{ky^2}{2r_0}\right) dy \quad \leftarrow \quad \varphi_u - \varphi_v = 0 \quad \rightarrow x = 0$$

$$\Omega_0 = \omega t - kr_0 + \frac{\pi}{2} \quad \text{наш шаг, это то в конф. момент времени}$$

$$f_p = \frac{A_0 \Delta x}{2r_0} \int_{y_1}^{y_2} \cos\left(\Omega_0 - \frac{ky^2}{2r_0}\right) dy \quad \sim \text{не дифференцируемое выражение}$$

$$\cos\left(\Omega_0 - \frac{ky^2}{2r_0}\right) = \cos \Omega_0 \cos \frac{ky^2}{2r_0} + \sin \Omega_0 \cdot \sin \frac{ky^2}{2r_0}$$

Чтобы исп. численное метода нужно перевести в дифференциальные величины.

$$\frac{ky^2}{2r_0} = \frac{kv^2}{2} \Rightarrow y = V \sqrt{\frac{2r_0}{k}}$$

все коррекции

$$\left\{ f_p = A_1 \int_{V_1}^{V_2} \cos\left(\frac{kv^2}{2}\right) dV + A_2 \int_{V_1}^{V_2} \sin\left(\frac{kv^2}{2}\right) dV \right\}$$

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{A_0}{2r_0} \cdot \Delta X \cdot \sqrt{\frac{2r_0}{k}} \cos \Omega_0 \\ A_2 &= \frac{A_0}{2r_0} \cdot \Delta X \cdot \sqrt{\frac{2r_0}{k}} \sin \Omega_0 \end{aligned}$$

если не базисы и не коррекции

но выражение - корректно через интегрирование Решения:

$$C(V) = \int_0^V \cos \frac{kv^2}{2} dv'$$

$$S(v) = \int_0^v \sin \frac{\pi v'^2}{2} dv'$$

$$\Rightarrow F_1 = C(v_2) - C(v_1)$$

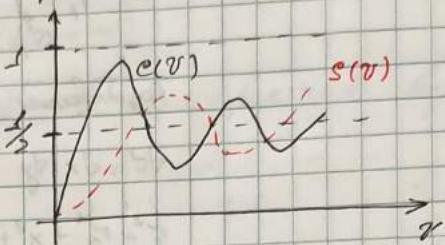
$$F_2 = S(v_2) - S(v_1)$$

Для всех возможных амплитуд:

$$C(v) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi v} \sin \frac{\pi v^2}{2}$$

$$S(v) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi v} \cos \frac{\pi v^2}{2}$$

если $v > > 1$ ($v \geq 3$ не более $\leq 1\%$)



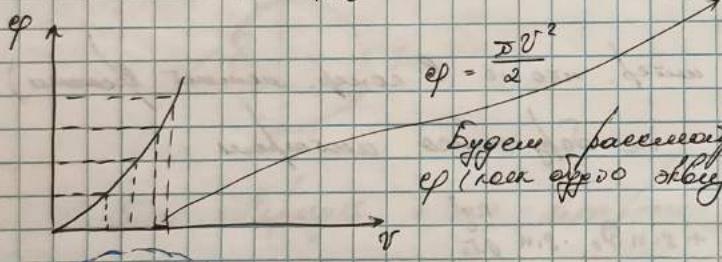
Частота ω и фаза ϕ определяются
из уравнений Сидорова и Попова.

$$\text{Помехи} \quad B = \frac{A_0}{2\pi r_0} \Delta x \sqrt{\frac{2\pi r_0}{2}}$$

$$f_p = B \int_{v_1}^{v_2} \cos \left(\theta_0 - \frac{\pi v^2}{2} \right) dv$$

Переходные к частот. спектру:

$$f_p = B \sum_{m=0}^{N=\infty} \cos \left(\theta_0 - \frac{\pi (v_1 + m\Delta v)^2}{2} \right) \Delta v_m \quad \sim \text{спектр помех}$$



Будет рассеиваться рабочее пространство между v_1 и v_2 (но это неизбежно), то есть $v_1 \rightarrow \infty$.

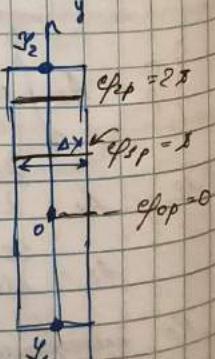
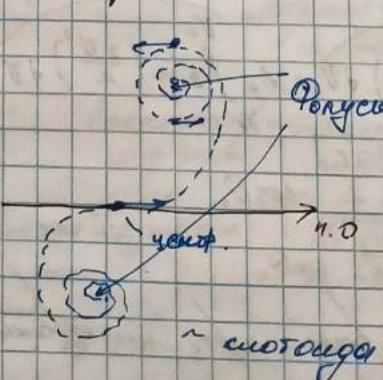
В итоге спектр Релея:

Такое сопровождение помехи, приближаясь, нарушается, а затем оно усиливается, т.к. усиливается перенос.

Следует изучить дальнейшее распространение с самого начала

Сидоров Попов:

т.к. синхронный Релея неоднозначно \rightarrow имеется промежуточное сопровождение



$$\textcircled{2} \quad y_1 \rightarrow - \quad y_2 \rightarrow +$$

$$f_p =$$

$$f_p = \frac{A}{2\pi}$$

\Rightarrow Естественное

$$F_p = A_1 \frac{v_1^2}{r_1} \cos \frac{\omega v^2}{2} + A_2 \frac{v_2^2}{r_2} \sin \frac{\omega v^2}{2}$$

$$F_p = B(F_1 \cos \Omega_0 + F_2 \sin \Omega_0) = BF_p \cos(\Omega_0 + \varphi_p) \quad \sim \text{наиболее простое выражение}$$

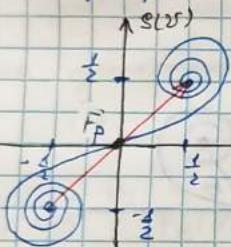
$$\left\{ \begin{array}{l} F_p = \sqrt{F_1^2 + F_2^2} \\ \tan \varphi_p = -\frac{F_2}{F_1} \end{array} \right.$$

Парус Альбера - линия зоны пересечения парусов паруса и паруса ветра.

Если угол заслонки $\gamma_1 + \gamma_2 = 0$
точка на спирале сопр. зона где
 $(v_1 + v_2) \rightarrow$ макс. и мин. на
парусу.

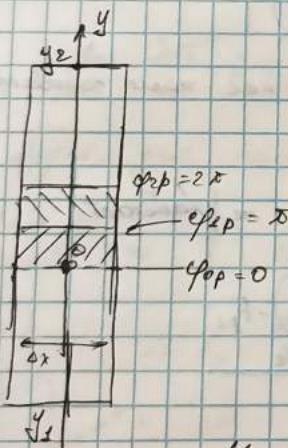
Если $\gamma_2 \rightarrow \infty$ - на спирале дуга.

Присвоено парусом $\nearrow \sim$ на 2005 Венеф.



$$F_p = \sqrt{2}; \quad \varphi_p = -\frac{\pi}{4}$$

Соседние паруса Альбера не могут
одновременно находить друг друга. Но если
эти паруса, когда есть максимум



$$\Delta \varphi_p = \frac{\pi v^2}{2} \quad \text{когда сущ. дуга?}$$

$$\Delta \varphi_m = \frac{\pi v_m^2}{2} = \pi m$$

$$v_m = \sqrt{2m}$$

$$\Delta v_m = v_{m+1} - v_m = \sqrt{2(m+1)} - \sqrt{2m} = \sqrt{2m} \left(\sqrt{1 + \frac{2}{2m}} - 1 \right) \approx \sqrt{2m} \left(1 + \frac{1}{2m} - 1 \right) = \frac{1}{\sqrt{2m}}$$

Частное значение дуги паруса
парусам на ветре.

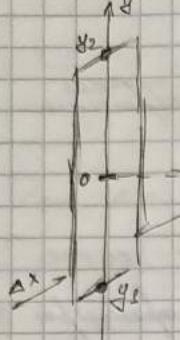
$$\begin{cases} \gamma_2 \rightarrow -\infty \\ \gamma_2 \rightarrow +\infty \end{cases} \Rightarrow \gamma_{1,2} = \pm \infty$$

$$F_p = \sqrt{2}, \quad \varphi_p = -\frac{\pi}{4}$$

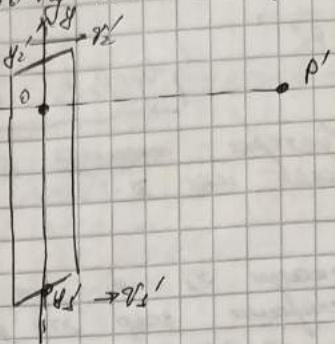
$$F_p = \frac{A_0}{2\Gamma_0} \Delta X \sqrt{\frac{\Gamma_0}{2}} \cdot \sqrt{2} \cos \left(\omega t - \kappa \Gamma_0 + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) = \frac{A_0}{\sqrt{2\Gamma_0}} \Delta X \cdot \cos \left(\omega t - \kappa \Gamma_0 + \frac{\pi}{4} \right)$$

\Rightarrow Ест. длинейная зона судна обн. цилиндрической волны!
цилиндрической цилиндрической волны!

② Имеет конечный промежуток $y_1 = \text{const}$, $y_2 = \text{const}$.



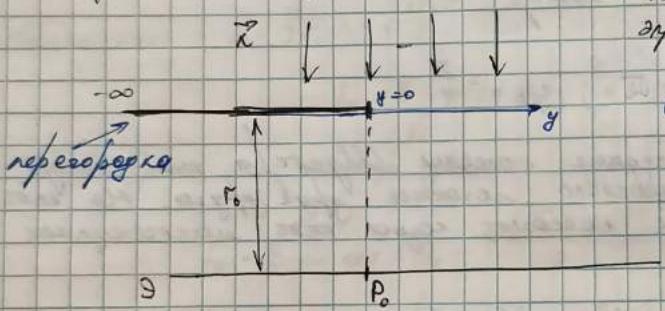
переводящие граничные условия \rightarrow задача передачи.



С учащимися новичка в физике
найди другое вспомогательное выражение.

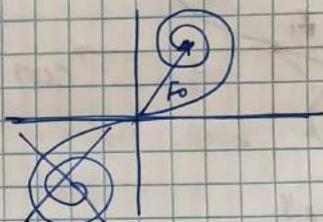
Дифференциал на трех параметрах.

Задачи на формулы:



Как изменяется амплитуда волны?

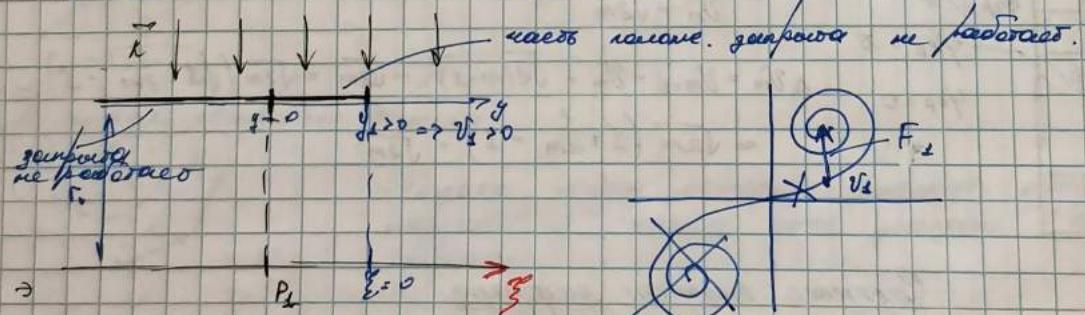
$$y=0 \Rightarrow \theta=0$$



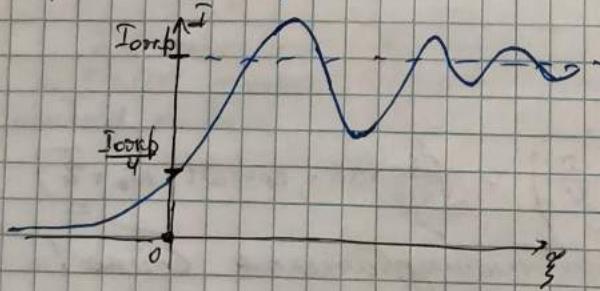
$$\Rightarrow F_0 = \frac{\omega^2}{2} \text{ для } \text{ постоянного} \text{ веса,} \text{ при этом}$$

т.к. y не меняется.

$$F_0 = I = \frac{I_{\text{внеш}}}{4}$$



Соединим первому равенства изменения.



Темп τ_0
задана
ее величина
 $f_p =$
запас

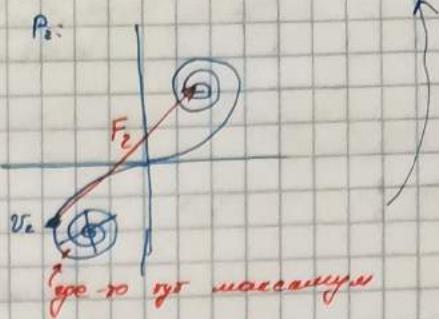
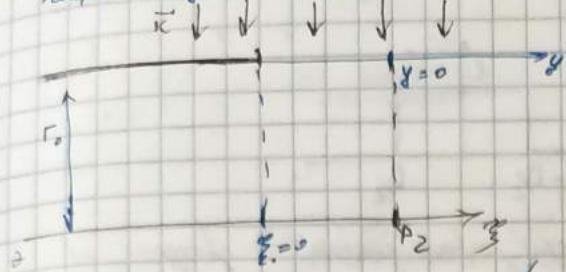
Задача

$$\Rightarrow f_p$$

Число

20.05.22

Теперь можно начать переносить вправо:



Квадратичное убывание дифракции (зависимость от θ) \rightarrow "максимумы конуса дифракции исчезают"

Дифракция на преломляющей поверхности конической линзы.

$$f_p = \frac{A_0}{2R_0} \int_{x_1 x_2}^{x_2 x_2} \cos(\omega t - kR_0 + \frac{kx^2}{2R_0} + \frac{kx^2}{2R_0 + d}) dx dy$$

$$\text{Причина в дифракции: } B = \frac{A_0}{2R_0} e^{i\omega t - (kR_0 + \frac{\pi}{2})}$$

$$f_p = B \int_{x_1}^{x_2} dx e^{\int_{y_1}^{y_2} i \frac{kx^2}{2R_0} dy} e^{\frac{i k y^2}{2R_0}}$$

Задача симметричная для $y=0$ (здесь изображено)

Задача преобразований: $\frac{ky^2}{2R_0} = \frac{\pi y^2}{2} \quad ||$
 $\frac{kx^2}{2R_0} = \frac{\pi x^2}{2} \quad || \Rightarrow dx dy = \frac{2R_0}{2} dx dy$

$$\Rightarrow \hat{f}_p = B \frac{2R_0}{2} \hat{F}_p(u_x, u_y) \hat{F}_p(v_x, v_y)$$

но симметрия

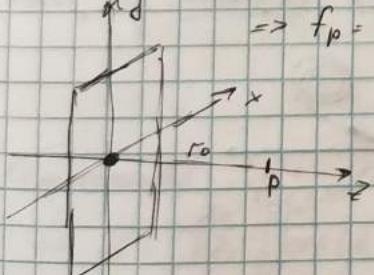
$$f_p = \frac{A_0}{2R_0} \cdot \frac{2R_0}{2} \cdot \hat{F}_p(u_x, u_y) \hat{F}_p(v_x, v_y) \cos(\omega t - kR_0 + \frac{\pi}{2} + \varphi_x + \varphi_y)$$

Что дает эта коническая обработка конического яркости?

$$x_{1,2} \rightarrow \pm \infty \quad || \quad u_{x,2} \rightarrow \pm \infty \quad || \quad F_p(u_x, u_y) = F_p(v_x, v_y) = \sqrt{2}$$

$$y_{1,2} \rightarrow \pm \infty \quad || \quad v_{x,2} \rightarrow \pm \infty \quad || \quad \varphi_x = \varphi_y = -\frac{\pi}{4}$$

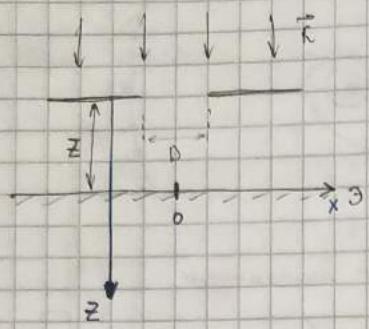
$$\Rightarrow f_p = \frac{A_0}{2} \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{2} \cos(\omega t - kR_0 + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4}) = A_0 \cos(\omega t - \underbrace{kR_0}_{kz_0})$$



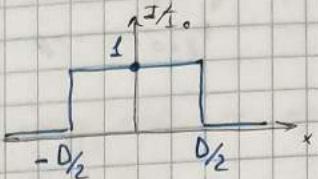
$$z_0 = R_0 \Rightarrow \text{получено несущее конусу,}\text{}\text{если убрать по } z$$

20.05.22

1. Превращение конуса в конус.
 2. Конический дифракционный конус имеет конический несущий.



① Если зрачок близко \rightarrow подавление заслонки неизбежно.



Радиусальный зрачок зрачка близко \rightarrow приходится из спирального волноводного обвода.

\Rightarrow Угловое зрачок все зоны Преломляется (или иначе Мистера)

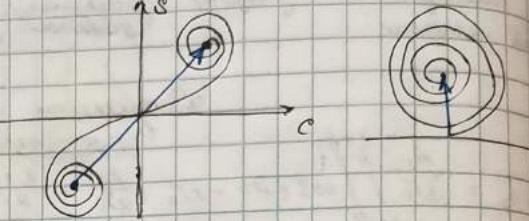
$\sqrt{\lambda Z_p} \sim$ ~~среднее~~ действительные длины зон.

Если $\Rightarrow \sqrt{\lambda Z_p} \ll D$ \rightarrow тогда ~~будет~~ работает все зоны Преломления.

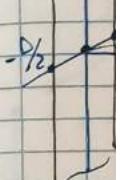
$$\frac{\sqrt{\lambda Z_p}}{D} \ll 1$$

Из преломленного $\rho = \frac{\sqrt{\lambda Z_p}}{D}$ \sim волновой перенос.

\Rightarrow Зона зрачка остается та же, где $\rho \ll 1$,



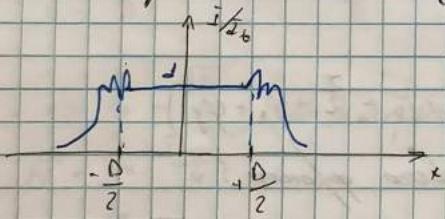
Дифракция



18

864

② Высокое значение Z_p в когерентной зоне $\rho \sim 1$ \Rightarrow зрачок работает не везде спиралью, возможно на него накладывается ограничение.



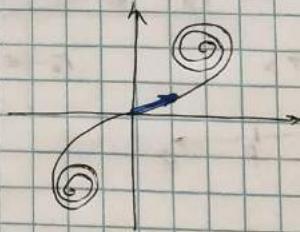
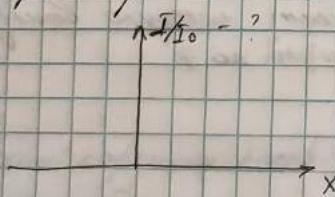
Дифракция Преломл. $- \rho \sim 1$.

На спиралью работает не вся зона

③ Дальневидный зрачок заслонка $\Rightarrow \rho \gg 1$

$\sqrt{\lambda Z_p} \gg D$ \rightarrow работает только заслонка на всю спираль. (ниже зоны)

Ниже спиралью заслонка не падает!



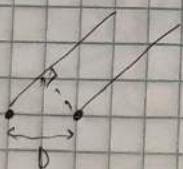
Подходит

=>

Вспоминание: дифракционный зрачок исчезает (если заслонка удалять $\rho \gg 1$)

ДКЛ в волноводной зоне ($\rho \gg 1$) \Rightarrow зрачок исчезает

\hookrightarrow Наш зрачок исчезает одновременно с заслонкой с преломлением.



$$= \frac{A_0}{\sqrt{\lambda Z_p}}$$

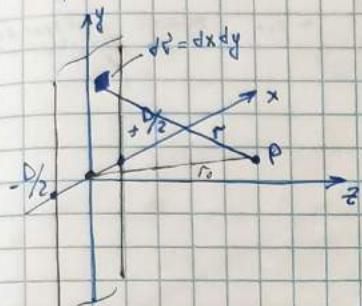
$$= \frac{A_0}{\sqrt{\lambda Z_p}}$$

$\rho \gg r$ - условие параллельных лучей

→ Дифракция в параллельных лучах
= Дифракция Радиоастрономии

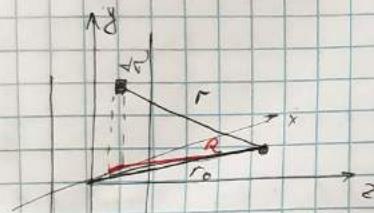
Дифракция Радиоастрономии.

Дифракция на обл. оптической длины звука



$$f_p = \frac{A_0}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}) dxdy$$

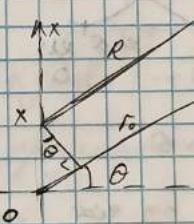
$r \sim$ расстояние от звука (to point or H.A. go P)
в м-ах



R - от проекции r_0 до P

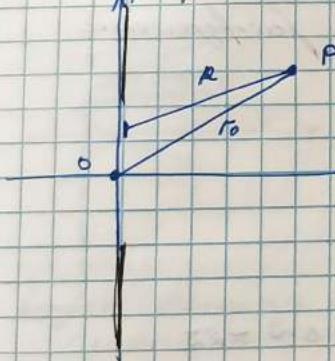
Радиусы r обл. паралл. лучей $\rightarrow R \parallel r_0$

$$r^2 = y^2 + R^2$$



$$\Rightarrow r_0 = R + x \sin \theta$$

В гипотезе проекций:



Дополнение: в гипотезе $r = r_0 \approx z_p$

$$r = \sqrt{y^2 + R^2} = R \left(1 + \frac{y^2}{2R^2} \right) + D_2$$

$$f_p = \frac{A_0}{\lambda z_p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\omega t - kr - \frac{ry^2}{2R} - \frac{\pi}{2}) dy dx$$

$$kr = Rr_0 - kx \sin \theta$$

Обозначение: $(\omega t - kr_0 + kx \sin \theta + \frac{\pi}{2}) = \alpha$

$$\Rightarrow f_p = \frac{A_0}{\lambda z_p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\alpha - \frac{ry^2}{2R}) dy dx = \frac{A_0}{\lambda R} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\alpha - \frac{ry^2}{2R}) dy dx$$

зак. в спиралей

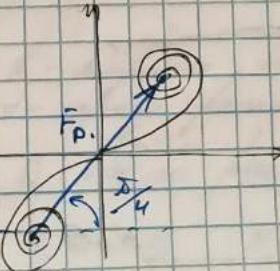
$$y = \sqrt{\frac{2R}{\alpha}} \Rightarrow dy = \sqrt{\frac{2R}{\alpha}} \sqrt{\frac{\lambda R}{2}} \approx \sqrt{\frac{\lambda R}{2}}$$

$\sin \theta$ можно заменить

$$F_p = \sqrt{2} + D_2$$

$$\textcircled{2} \quad \frac{A_0}{\lambda z_p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\omega t - kr_0 + \frac{\pi}{4} + kx \sin \theta) dy dx =$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2} z_p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\theta_0 + kx \sin \theta) dy dx$$



$$I_p = \frac{A_0}{\sqrt{2} p} \left(\sin(\theta_0 + \frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}) - \sin(\theta_0 - \frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}) \right) \cdot \frac{1}{\kappa \sin \theta} =$$

$$= \frac{\partial A_0}{\sqrt{2} p} \cdot \frac{1}{\kappa \sin \theta} \cdot 2 \sin\left(\frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}\right) \cos \theta_0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\kappa \sin \theta} \sin\left(\frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}\right) = \text{sinc}\left(\frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}\right)$$

$$(2) \frac{A_0 D}{\sqrt{2} p} \cdot \text{sinc}\left(\frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}\right) \cos \theta_0$$

$$\bar{I} = \langle I_p \rangle = \frac{I_0 D^2}{2 \sqrt{2} p} \text{sinc}^2\left(\frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}\right) ; I_0 = \frac{A_0^2}{2} \sim \text{I.K.} \quad \text{точка излучения}$$

$$\Rightarrow \bar{I} = \frac{I_0 D^2}{2 \sqrt{2} p} \text{sinc}^2\left(\frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha}\right)$$

$$\max: \Leftrightarrow \bar{I}_p = \frac{I_0 D^2}{\lambda 2 p} = \frac{I_0}{p^2}$$

$$(3) \bar{I}_p = \frac{I_0}{p^2} \ll I_0 \quad (\text{излучение симметричное, } \theta \gg 1)$$

Нуанс: $\sin \frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha} = 0$

$$\frac{\kappa D \sin \theta}{\alpha} = \pi m, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

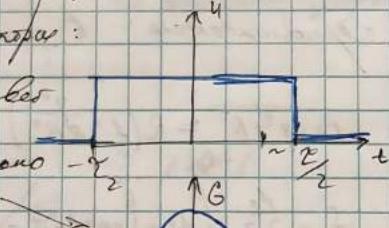
$$\sin \theta = \frac{\pi m}{D}, m = \pm 1, \pm 2, \dots \text{ нулю } \sin \theta < 1$$

$$(4) \theta \ll D \Rightarrow \sin \theta \approx \theta$$

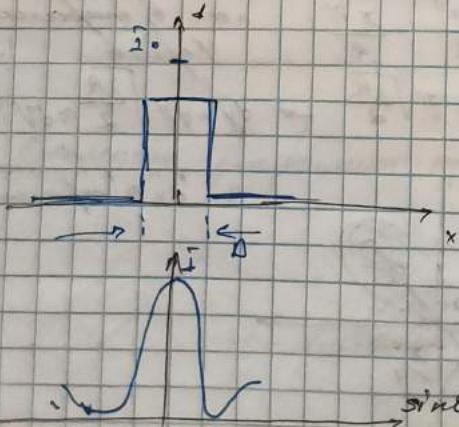
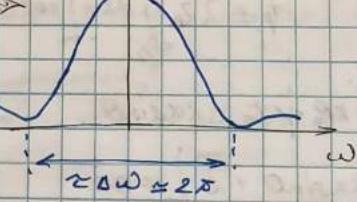
$$\Delta \theta = \frac{\lambda}{D} \sim \text{ширина пучка} \rightarrow \text{ширина пучка}$$

Изменение энергии:

Если мы хотим получить свет с нестабильностью, то пучок синхронизированного генератора



$$\Delta \omega \approx 2\pi$$



~ с шириной пучка. Применяется, → оптимизация. Это преобразование

Don. band

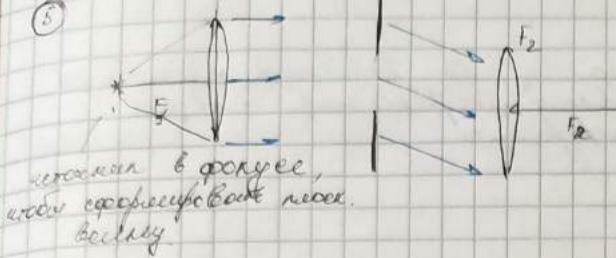
(3)

~ нестаби

л.

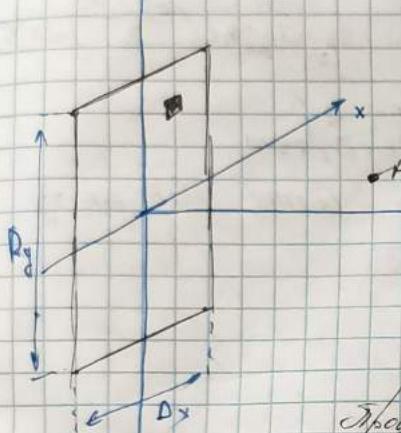
$$\Omega_{max} \leq \left[\frac{D}{l} \right]$$

5



зонально в фокусе,
или сферической раз.
бескон.

Дифракция на промежуточном изображении



$\frac{\sqrt{\lambda Z_p}}{D_x} \gg 1 ; \frac{\sqrt{\lambda Z_p}}{D_y} \gg 1$ находящийся в зоне
одного фокуса.

Рассмотрим для все конечна амплитуда.

$$I_p = \frac{A_0}{\pi Z_p} \int_{-\frac{D_x}{2}}^{\frac{D_x}{2}} \int_{-\frac{D_y}{2}}^{\frac{D_y}{2}} dy \cdot \cos(\omega t - k r_0 + \frac{\pi}{2} + \kappa x \sin \theta_x + \kappa y \sin \theta_y)$$

Прим. МКА:
 $\cos(\theta_0 + \kappa x \sin \theta_x + \kappa y \sin \theta_y) \rightarrow e^{i\theta_0} e^{i\kappa x \sin \theta_x} e^{i\kappa y \sin \theta_y}$

Максимум не-штатной дифракции сдвигается вправо.

Установка обеи:

$$J = J_p \sin \left(\frac{\kappa D_x \sin \theta_x}{2} \right) \sin \left(\frac{\kappa D_y \sin \theta_y}{2} \right), \text{ где}$$

$$J_p = J_0 \left(\frac{D_x D_y}{\pi Z_p} \right)^2$$

Доп. вопрос: Изменение размера зона \rightarrow где находится зона Фраунгофера.
(зона между зонами решетки Бесселя)

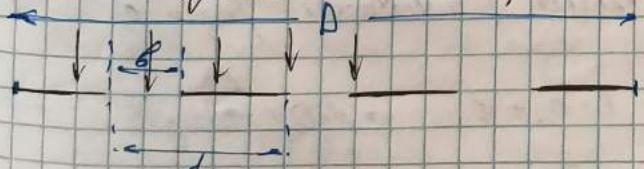
также изменяется фокусное расстояние зондирования.

3) МКА и погрешность формирования изображений.

Дифракционная решётка

изменение периода, соруждений, из-за которых происходит дифракция.

Алгоритмическая решётка.



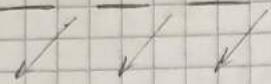
ε - ширина ячейки
d - период решётки

D - единичный размер.

$$D = J \cdot N \quad (N \gg 1)$$

Теперь ученые изучают Фраунгофера дифракцию волной при бесконечности:

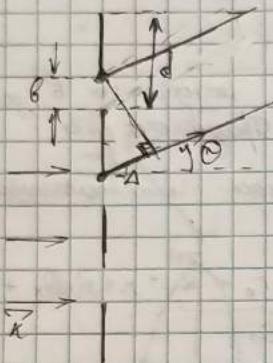
$$\frac{\sqrt{\lambda z}}{D} \gg 1$$



- исходит из N бороздок из узлов
- все борозды синфазные \rightarrow идущие когерентные
- интерферируют

$$f_p = \sum_{n=1}^N f_p^{\text{член}}$$

23.05.22



Однако ученые не хотят: $f_p = \sqrt{I_p} \sin\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right) \cos(\phi_0)$

$$f_p = \sum_{n=1}^N f_p^{\text{член}} \rightarrow \hat{f}_p = \sum_{n=1}^N \hat{f}_p^{\text{член}}$$

$\Delta = \lambda \sin\theta$ - угловой разнос между двумя источниками

$$\phi_0 = \omega t - kx_0 + \frac{\pi}{2}$$

$$\phi_n = \omega t - kx_n + \phi_0$$

$$n=1 \rightarrow \phi_1 = 0$$

$$n=2 \rightarrow \phi_2 = \Delta \cdot n = k \cdot n \sin\theta$$

$$n=3 \rightarrow \phi_3 = 2k \cdot n \sin\theta$$

...

$$n=N \rightarrow \phi_N = (N-1) k \cdot n \sin\theta$$

Следовательно в общем:

$$\hat{f}_p = \sum_{n=1}^N \hat{f}_p^{\text{член}} = \sqrt{I_p} \sin\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right) \left[e^{i(kx_1 - \omega t + \frac{\pi}{2})} + e^{i(kx_2 - \omega t + \frac{\pi}{2})} + \dots + e^{i(kx_N - \omega t + \frac{\pi}{2})} \right]$$

$$f_p = \sqrt{I_p} \sin\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right) \frac{\sin\left(\frac{\pi N b \sin\theta}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right)}$$

$$I_p = f_p^2 = \frac{(A_0 b)^2}{\lambda^2} \sin^2\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right) \frac{\sin^2\left(\frac{\pi N b \sin\theta}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right)}$$

нормированные коэффициенты

Помехающие максимумы:

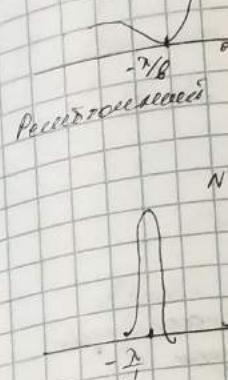
② $\sin^2\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right)$ - помехой максимум определяет наивысшее значение помехи. Помехающие при рассмотрении не нужны.

Небесное min: $\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda} = m\pi$, $m = \pm 1, \dots \rightarrow \sin\theta = \frac{m\lambda}{b}$

② $\left(\frac{\sin\left(\frac{\pi N b \sin\theta}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}\right)} \right)^2$ - помехой максимум определяет помеху помехи. (помеха помеха должна быть равна 0)

Небесное max: $\frac{\pi b \sin\theta}{\lambda} = l\pi$, $l = 0, \pm 1, \dots \rightarrow \sin\theta = \frac{l\lambda}{b}$

Чистое научное исследование:



График

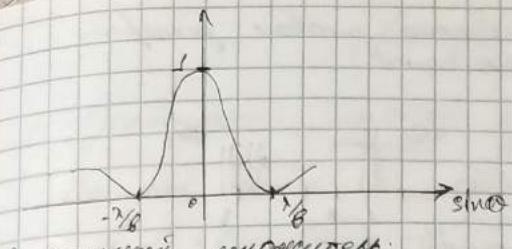
Фурье

спектр

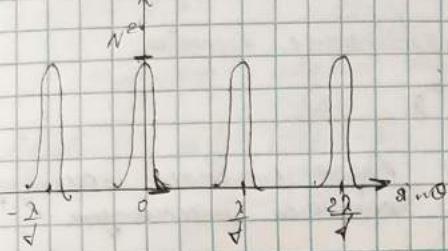
R присущ

n { +

Харacterистика
Учено



Рассмотрим единичный:

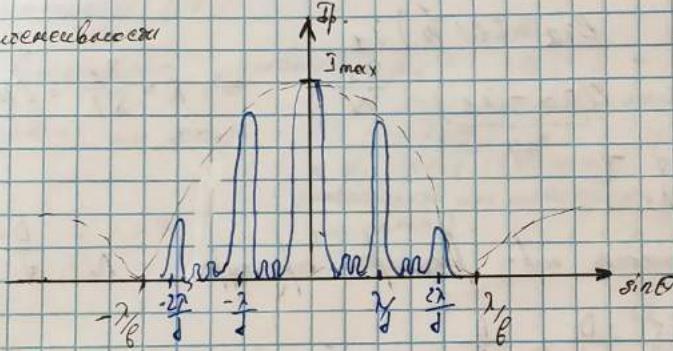


Последовательность N -и единичных \leftarrow
максимумов

Последовательность $(\alpha \times N - 2)$

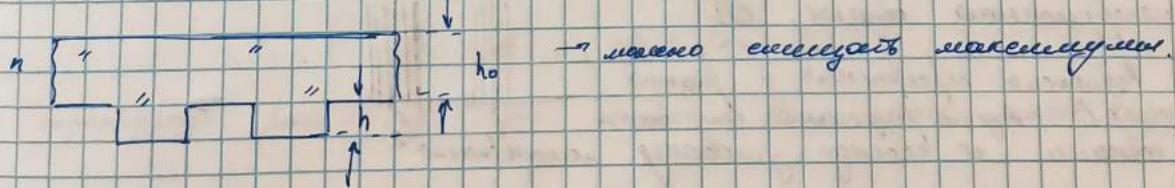
- ③ Построим видимое широкое максимум $\Delta\theta \approx \frac{\lambda}{Nd} = \frac{\lambda}{D}$

запись интенсивности



$$I_{\max} = \frac{A_0^2 \theta_0^2}{\lambda^2 N^2}$$

Видимый \rightarrow полученная широколепестковая функция называется нога



Дифракционная решетка /
или спектрографический прибор

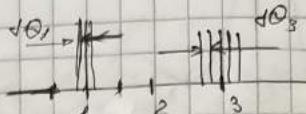
- Характеристика «нога»:
Чем больше n , тем меньше $\Delta\theta$.

$$\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} = l \cdot \alpha$$

$$d \cos \theta \Delta\theta = l \sqrt{2} \rightarrow \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} = \frac{l}{d \cos \theta} \approx \frac{l}{d}$$

Чем больше дифракция, тем больше дифракции дисперсия
 \Rightarrow чем больше разное в углу («ширине пика»)

$$\Delta \theta_1 < \Delta \theta_2$$

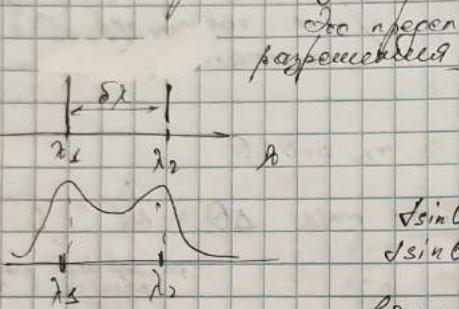


② Радиальная зависимость.

Большое значение волны есть максимум радиального угла.

$$R = \frac{c}{\delta \lambda}$$

Значение радиуса R зависит от длины волны λ и не зависит от угла дифракции.



$$l \sin \theta = l \lambda_2 - \text{max}$$

$$l \sin \theta = (l + N) \lambda_1 - \text{min}$$

$$l \lambda_2 = (l + 1) \lambda_1$$

$$l(\lambda_2 - \lambda_1) = \frac{\lambda_1}{N} \quad \Rightarrow \quad R = \frac{\lambda_1}{\delta \lambda} = lN$$

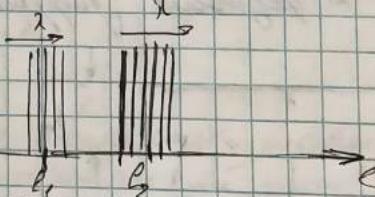
$$R_{\max} \approx l \lambda_{\max} = \left[\frac{l}{\lambda_1} \right]$$

$$\text{Зависимость } N \text{ выражается через разрешающую способность: } N = \frac{D}{\lambda}$$

$$\Rightarrow R_{\max} \approx \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{D}{\lambda} = \frac{D}{\lambda^2} \quad (\lambda = \lambda_1 \text{ или } \lambda_2) \\ \text{т.к. выше это неподвижное значение.}$$

③ Дисперсионная зависимость.

Видимо перекрывает в разных спектрах с видом разрешения, если они не согласованы по своему дисперсионному расположению.



$$l \sin \theta = l \lambda_{\max}$$

$$l \sin \theta = (l + 1) \lambda_{\min}$$

$$\Delta \lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$$

$$l \Delta \lambda = \lambda_{\min}$$

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_{\min}}{l}$$

- не согласовано дисперсионное разрешение, согласовано l и не согласовано λ .

Гармонические (периодические) колебания

1. Периодическое изменение гармонического колебания.

Равномерное движение по закону гармонического колебания.

$$f(x,t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi)$$

$$\downarrow A(t)$$

$$\frac{dA}{dt}$$

$$\downarrow \varphi(t)$$

$$\frac{d\varphi}{dt}$$

= это идеализация.

= это естественное движение!

затемно сдвигают начало отсчета времени.

$$\text{Видим} \quad \Delta A_t = \left| \frac{dA}{dt} \right| \cdot \tau \quad \text{затемно сдвигают за период.}$$

$$\Delta \varphi_t = \left| \frac{d\varphi}{dt} \right| \cdot \tau \quad \text{затемно сдвигают за период.}$$

При Видим началь. колебаний, если $\Delta A_t \ll A$ и $\Delta \varphi_t \ll 2\pi$

$$\Delta A_x = \left| \frac{dA}{dx} \right| \cdot \lambda$$

$$\Delta \varphi_x = \left| \frac{d\varphi}{dx} \right| \cdot \lambda$$

Оп. Видим началь. колебаний, если $\Delta A_x \ll A$ и $\Delta \varphi_x \ll 2\pi$.

Время колебаний (τ)

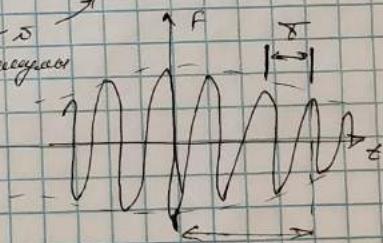
Если вспомогат. уравнение $\Delta A_t = \left| \frac{dA}{dt} \right| \cdot \tau \sim A$
то это назыв. врем. колебаний.

+ уравнение на фазу

$$\Delta \varphi_t = \left| \frac{d\varphi}{dt} \right| \cdot \tau \sim \delta \rightarrow$$

(затемненное или неизмененное
движение.)

затемн. $\tau > > \delta$



2. Продолжительность гармонических колебаний называется временем колебаний. Видимое расстояние
по оси, что соответствует колебанию.

$$\Delta A_x = \left| \frac{dA}{dx} \right| \cdot l_u \sim A, \quad \Delta \varphi_x = \left| \frac{d\varphi}{dx} \right| \cdot l_u \sim \delta \quad (5)$$

Оп. характеристическое расстояние l_u , по которому выполняется соотр. (5) условие.

Начальное положение
и этого сдвиг
свободно