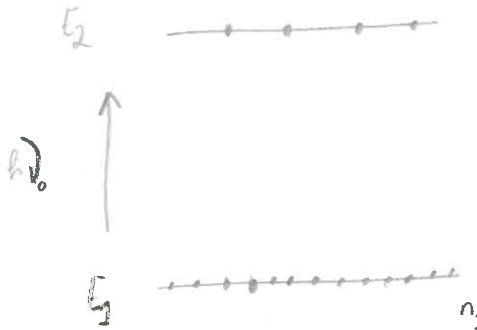
Emission spontanée, émission stimulée et absorption



n_2 (densité volumique de particules au niveau E_2)

n_1 (densité volumique de particules au niveau E_1)

Temps moyen de durée de vie d'un atome sur l'état excité (~ 1ns sur la raie de sodium)

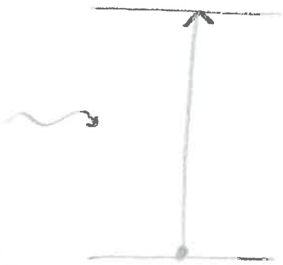
Temps caractéristique de relaxation (en résolvant l'équation différentielle associée)

Absorption :

$\frac{1}{[\text{Temps}]}$

HOMOGÈNE À UNE FRÉQUENCE

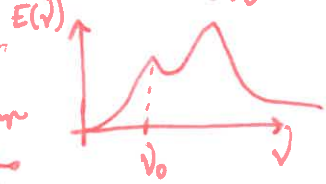
$$\left(\frac{dn_1}{dt}\right)_{Ab} = -B_{12}\, n_1\, \rho(\nu)$$



VARIATION AU COURS DU TEMPS DE LA POPULATION SUR L'ÉTAT 1

DENSITÉ SPECTRALE D'ÉNERGIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE DANS LEQUEL BAIGNE L'ATOME, C'EST-À-DIRE DU PHOTON INCIDENT

$$\rho(\nu) = \frac{d|E(\nu)|^2}{d\nu}$$



fréquence nécessaire au pompage de la particule de l'état 1 à l'état 2

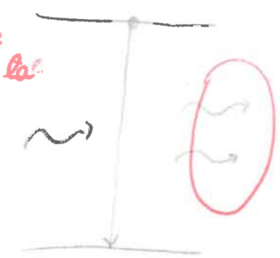
Spectre d'énergie du champ électromagnétique dans lequel baigne l'atome

$\equiv$

Spectre d'énergie du photon incident

Emission stimulée :

$$-\frac{dn_1}{dt} = \left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{St.} = -B_{21}\, n_2\, \rho(\nu)$$



PHOTONS JUMEAUX

Même direction, même énergie, même polarisation et même phase que le photon reçu

⚠ PAS DE $\rho(\nu)$ CAR AUCUN PHOTON N'EST REÇU

Emission spontanée :

(LE SYSTÈME EST PLONGÉ DANS UN RAYONNEMENT THERMIQUE À LA TEMPÉRATURE T, CARACTÉRISÉ PAR UNE DENSITÉ SPECTRALE D'ÉNERGIE $\rho(\nu)$)

$$-\frac{dn_1}{dt} = \left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{Sp.} = -A_{21}\, n_2$$

Direction, énergie, polarisation et phase aléatoires du photon émis

RELATION TOUJOURS VALABLE : nb de montées = nb de descente $\Rightarrow \frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_1}{dt}$

MAIS À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE, LES DEUX POPULATIONS $n_1 dV$ ET $n_2 dV$ NE VARIENT PLUS

$$\Rightarrow \begin{cases} n_1 = \text{constante } 1 \Rightarrow \left(\frac{dn_1}{dt}\right) = 0 & \text{(À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE UNIQUEMENT)} \\ n_2 = \text{constante } 2 \Rightarrow \left(\frac{dn_2}{dt}\right) = 0 & \text{(À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE UNIQUEMENT)} \end{cases}$$

Bilan de population (" Rate equation ") :

$$\Rightarrow \left(\frac{dn_2}{dt}\right) = -\left(\frac{dn_1}{dt}\right) = 0 \quad \text{(VALABLE UNIQUEMENT À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE)}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{Sp} + \left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{St.} = -\left(\frac{dn_1}{dt}\right)_{Ab.} = 0 \quad \text{(À l'équilibre uniquement)}$$

$$\Rightarrow -B_{21}\rho(\nu)n_2 - A_{21}n_2 + B_{12}\rho(\nu)n_1 = 0$$

$$\Rightarrow B_{12}\rho(\nu)n_1 = (B_{21}\rho(\nu) + A_{21})n_2$$

Sous forme de rapport

$$\Rightarrow \boxed{\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{12}\,\rho(\nu)}{B_{21}\,\rho(\nu) + A_{21}}}$$

Mise sous forme mutuelle des coefficients d'Einstein

En reprenant l'expression des coefficients d'Einstein.

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{12}\,\rho(\nu)}{B_{21}\,\rho(\nu) + A_{21}}$$

et en remplaçant $\frac{n_2}{n_1}$ par $e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} = e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$ (loi de Planck)

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{12}\,\rho(\nu)}{B_{21}\,\rho(\nu) + A_{21}} = e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$$

puis en utilisant le rayonnement d'un corps noir de Planck

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu)^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$$

$$\Rightarrow \frac{B_{12} \frac{8\pi h\nu)^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}}{B_{21} \frac{8\pi h\nu)^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} + A_{21}} = e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$$

en posant $X = e^{\frac{h\nu}{k_B T}} \Rightarrow \frac{1}{X} = e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$

$$\Rightarrow \frac{B_{12} \frac{8\pi h\nu)^3}{c^3} \frac{1}{X - 1}}{B_{21} \frac{8\pi h\nu)^3}{c^3} \frac{1}{X-1} + A_{21}} = \frac{1}{X}$$

$$\Rightarrow \frac{B_{12}}{B_{21} + A_{21} \frac{(X-1)c^3}{\;}} = \frac{1}{X}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{B_{21} + A_{21} \dfrac{(x-1)c^3}{8\pi h\nu)^3}}{B_{12}} = x$$

$$\Rightarrow \quad \frac{B_{21}}{B_{12}} + \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{(x-1)c^3}{8\pi h\nu)^3} = x$$

$$\Rightarrow \quad \frac{A_{21}c^3}{8\pi h\nu)^3 B_{12}} x + \left(\frac{B_{21}}{B_{12}} - \frac{A_{21}c^3}{8\pi h\nu)^3 B_{12}} \right) = x$$

Pour que cette égalité soit vraie pour tout x, il faut :

$$\begin{cases} \dfrac{A_{21}c^3}{8\pi h\nu)^3 B_{12}} = 1 \\[2ex] \dfrac{B_{21}}{B_{12}} - \dfrac{A_{21}c^3}{8\pi h\nu)^3 B_{12}} = 0 \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} A_{21} = \boxed{\dfrac{8\pi h\nu)^3}{c^3} B_{12}} \\[2ex] \dfrac{B_{21}}{B_{12}} = \dfrac{A_{21}c^3}{8\pi h\nu)^3 B_{12}} = 1 \end{cases} \Rightarrow \frac{B_{21}}{B_{12}} = 1 \Rightarrow \boxed{B_{21} = B_{12}}$$

Démonstration plus claire sur [Youtube (Elearning - Physique) / PC-PC* . Cours laser (1) coefficients d'Einstein / inversion de population / pompage

Loi de Boltzmann

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} = e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$$

La loi de Boltzmann décrit la répartition des particules d'un système en équilibre thermique entre différents états d'énergie

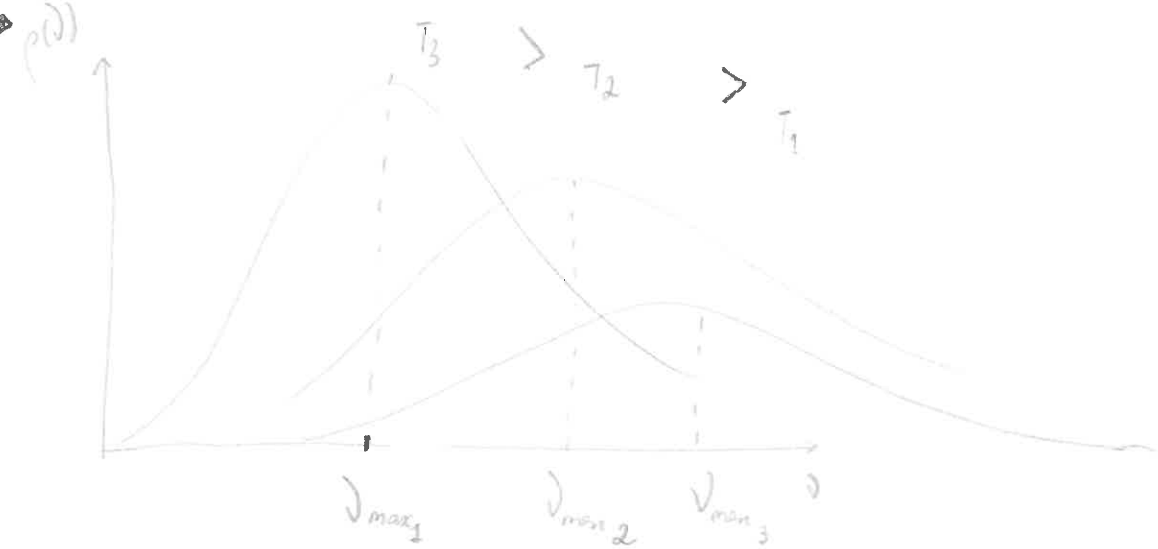
Loi de Planck

Un rayonnement thermique à l'équilibre et un corps noir

La densité spectrale d'énergie d'un corps noir est donnée par la loi de Planck

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\left(e^{\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right)} - 1\right)}$$

Densité spectrale d'énergie émise par un corps noir à une Température fixe (T)
ou luminance spectrale



Pour un corps noir = toute l'énergie électromagnétique reçue est absorbée (quelque soit sa longueur d'onde). Le corps noir ne réfléchit ni ne transmet aucune énergie électromagnétique reçue

Il restitue l'intégralité de l'énergie électromagnétique reçue sous la forme d'un rayonnement électromagnétique dont le spectre ne dépend que de la Température

Loi de Stefan obtenue à partir de la loi de Planck.

$$P_{\text{surf}} = \int_0^{\infty} \rho^{\nu} \, d\nu$$

$$= \dots$$

$$= \underbrace{\frac{2\pi^5 k_B^4}{15 c^2 h^3}}_{= \sigma} T^4$$

Loi de Wien obtenue à partir de la loi de Planck.

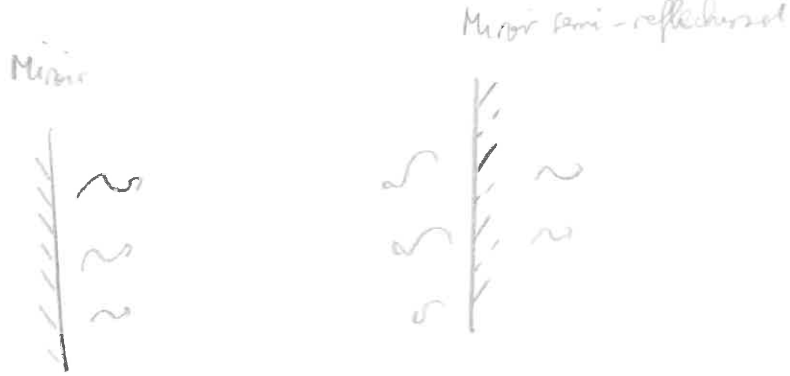
On cherche un extremum de $\rho(\nu) \Leftrightarrow \frac{d\rho(\nu)}{d\nu} = 0$

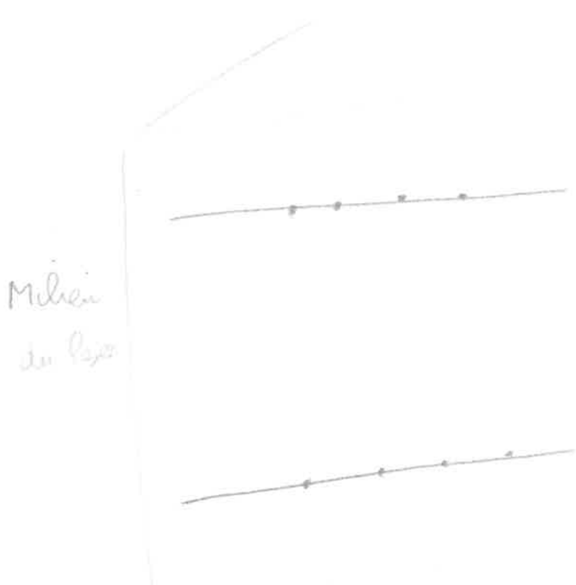
$$\Rightarrow \dots$$

$\Rightarrow$ le minimum est obtenu pour $\lambda = \lambda_{max} = \frac{hc}{4{,}965 \times k_B T}$

$\Rightarrow \lambda_{max} \times T = \frac{hc}{4{,}965 \, k_B} = b$

Laser.





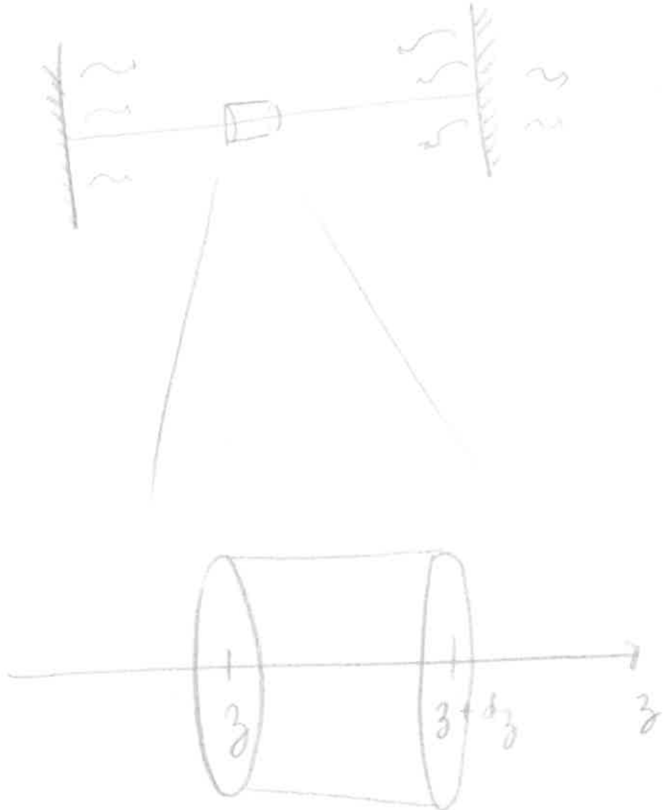
facteur de Boltzmann

$$E_2 \, , \; n_2 \propto e^{-E_2/k_BT}$$

$$E_1 \, , \; n_1 \propto e^{-E_1/k_BT}$$

A l'équilibre thermodynamique : $\dfrac{n_1}{n_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{k_BT}} > 1 \Rightarrow n_1 > n_2$

Tranche $d\tau^s$ du milieu amplificateur



Bilan temporel (macroscopique)

$$dE_{r1}(t,z) = u_{em}(t,z)\, S dz$$

$$dE_{r1}(t+dt,z) = u_{em}(t+dt,z)\, S dz$$

$$\Rightarrow \underbrace{dE_{r1}(t+dt,z) - dE_{r1}(t,z)}_{\frac{\partial E_{r1}(t,z)}{\partial t} dt} = \underbrace{\left(u_{em}(t+dt,z) - u_{em}(t,z)\right)}_{\frac{\partial u_{em}(t,z)}{\partial t} dt} \underbrace{S dz}_{d\tau}$$

Bilan spatial (macroscopique)

$$\delta E_{EM}|_{entrante} - \delta E_{EM}|_{sortante} + \delta E_{EM}|_{puit} - \delta E_{EM}|_{source}$$

$$\|$$

$$\underbrace{\vec{\Pi}(z)}_{\text{Puissance}}\ \underbrace{S\,dt}_{\text{pour m}^2\text{ il s'agit d'une énergie}} - \vec{\Pi}(z+dz)\,S\,dt + \delta E_{EM}|_{emmise} - \delta E_{EM}|_{absorbée}$$

$$\delta E_{EM}|_{emmise} = \underbrace{\delta E_{EM}|_{spontanée}}_{\text{Négligeable}} + \delta E_{EM}|_{stimulée}$$

TRÈS FAIBLE PROBABILITÉ QU'UN PHOTON SOIT DANS LA MÊME DIRECTION QUE LE PHOTON INCIDENT

Négligeable

$$\delta E_{EM}|_{stimulée} = \underbrace{h\nu_0}_{\text{énergie d'un photon}} B_{21} \times \underbrace{\rho(\nu_0)}_{\text{densité spectrale d'énergie}} n_2\, d\tau$$

$$\frac{dN_2}{d\tau}$$

(= densité spectrale des particules qui sont sur l'état 2

$$\delta E_{EM}|_{absorbée} = h\nu_0 B_{12} \times \rho(\nu_0) n_1\, d\tau$$

$$\vec{\Pi}(z) S dt - \vec{\Pi}(z+dz) S dt = \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial z} dz\, S\, dt, \qquad dz\,S = d\tau$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial z}\, dt\, d\tau + h\nu_0\, B_{21}\, \rho(\nu_0)\,(n_2 - n_1)\, d\tau\, dt$$

En ajoutant le bilan temporel :

$$\frac{\partial u_{em}}{\partial t}\, dt\, d\tau = \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial z}\, dt\, d\tau + h\nu_0\, B_{21}\, \rho(\nu_0)\,(n_2 - n_1)\, dt\, d\tau$$

$$\Rightarrow \frac{\partial u_{em}}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} = h\nu_0\, B_{21}\, \rho(\nu_0)\,(n_2 - n_1)$$

Lien entre $P(J_0)$ et le vecteur de Poynting.

$$P_{EM} = \iint \vec{\Pi} \cdot \vec{dS}$$

La puissance EM correspond au flux du vecteur de Poynting sur la surface

Pour passer à l'énergie, il faut intégrer cette puissance sur dt

$$E_{EM} = \int P_{EM} \, dt \implies dE_{EM} = P_{EM} \cdot dt$$

$$\implies E_{EM} = \iiint \vec{\Pi} \cdot \vec{dS} \cdot dt \qquad dt = \frac{d\ell}{c}$$

$$\implies \vec{E_{EM}} = \frac{1}{c} \iiint \vec{\Pi} \, d\tau$$

(Macroscopiquement)

$c\,dt$

$$dE_{EM} = u_{em} \, S \, c \, dt$$

$$= \Pi \, S \, dt$$

$$\implies \Pi = c \, u_{em}$$

ou

Utilisation du théorème de Poynting :

$$\frac{\partial u_{em}}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi} + P_J$$

$P_J = 0$ pas conducteur

$$\int \frac{\partial u_{em}}{\partial t} \, dt = \int \vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi} \, dt$$

$$\implies u_{em} = \int \frac{\partial \Pi}{\partial z} \, dt = \frac{1}{c} = \frac{1}{c} \int d\Pi = \frac{\Pi}{c}$$

(Microscopiquement)

Ainsi, l'équation dans le milieu amplificateur devient

$$\frac{\partial u_{em}}{\partial t} + c\frac{\partial u_{em}}{\partial z} = h\nu_0 B_{21}\, \rho(\nu_0)\,(n_2 - n_1)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{c}\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} = h\nu_0 B_{21}\, \rho(\nu_0)\,(n_2 - n_1)$$

De plus $\rho(\nu_0)$ est lié à u_{em}

$$u_{em} = \int \rho(\nu)\, d\nu \quad \left(\text{aussi appelé } \int u(\nu)\, d\nu\right)$$

$$\Rightarrow \rho(\nu_0) = \left.\frac{\partial u_{em}}{\partial \nu}\right|_{\nu=\nu_0}$$

$$\int \varphi_{\text{normalisée}}(\nu)\, d\nu = 1$$

ou modèle probabiliste :

$$\rho(\nu_0) = u_{em\,|\text{norm}} \times dP_{(\nu=\nu_0)} = u_{em\,|\text{norm}} \times \varphi(\nu_0)_{\text{normalisée}} = u_{em} \cdot \varphi(\nu_0)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{c}\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} = h\nu_0 B_{12} \times \varphi(\nu_0) \times u_{em} \times (n_2 - n_1)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{c}\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \underbrace{h\nu_0 B_{12} \times \varphi(\nu_0) \times c}_{K \text{ (constante)}} \times \Pi \times (n_2 - n_1) = K\,\Pi\,(n_2 - n_1)$$

En régime permanent : $\frac{\partial \Pi}{\partial t} = 0$

$$\Rightarrow \frac{\partial \Pi}{\partial z} = K \Pi (n_2 - n_1)$$

$$\Rightarrow \Pi = \Pi_0 e^{-z/K(n_2-n_1)} = \Pi_0 e^{-z/\delta}$$

Si $n_2 - n_1 < 0 \Rightarrow n_1 > n_2$ (répartition à l'équilibre caractérisé par l'équation de Boltzmann $\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2-E_1}{k_B T}}$)

$\Rightarrow \delta > 0$

$\Pi = \Pi_0 e^{-z/|\delta|}$ décroit avec la distance : pas d'effet laser

Mais si $n_2 - n_1 > 0 \Rightarrow n_2 > n_1$ (non naturel : nécessite d'un pompage optique = apport d'énergie qui inverse la densité volumique des particules sur les états d'énergie E_1 et E_2 pour que $n_2 > n_1$

$\Rightarrow \delta < 0$

$\Pi = \Pi_0 e^{+z/|\delta|} \longrightarrow$ Amplification

Saturation à cause de l'émission spontanée !!!

Etude de la cavité résonnante optique ($\equiv$ de type cavité de Fabry Perot)

Miroir réfléchissant

Miroir semi-réfléchissant

$L = n\frac{\lambda}{2} \Rightarrow \nu_n = n\frac{c}{2L}$

Plusieurs modes possibles (plusieurs fréquences lumineuse multiples du fondamental possible)

⚠⚠⚠ DEUX CONDITIONS POUR CRÉER UN LASER :

CAVITÉ RÉSONNANTE

\+ INVERSION DE POPULATION PAR POMPAGE OPTIQUE NÉCESSAIRE POUR RÉALISER UN LASER

MODÈLE ANALOGUE : OSCILLATEUR À PONT DE WIEN :

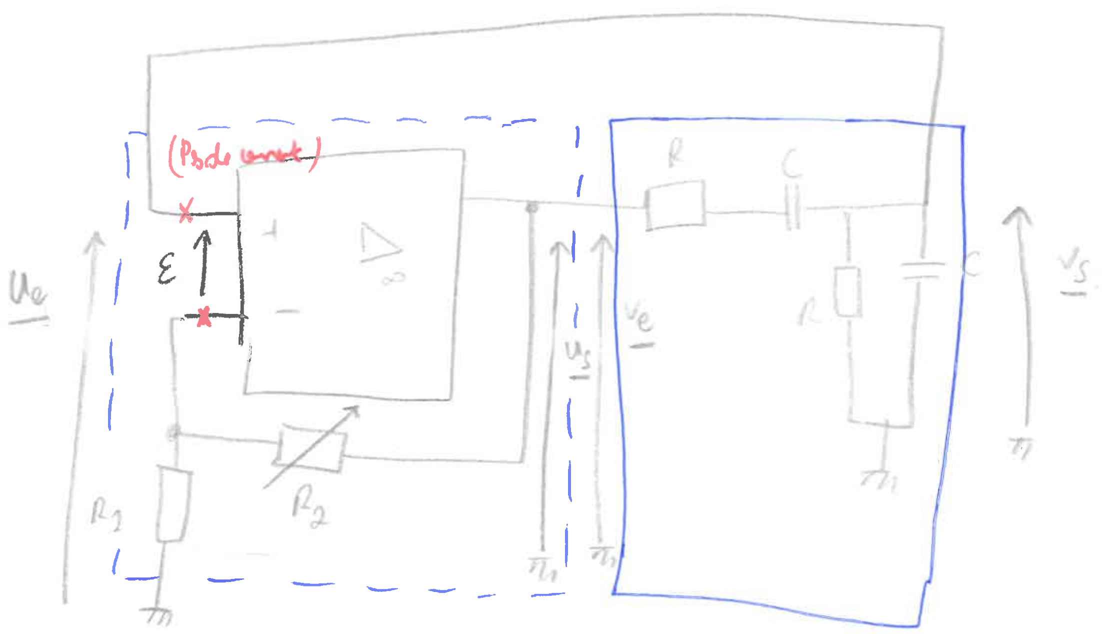
RÉSONNATEUR (PONT DE WIEN)

\+

AMPLIFICATEUR (NON INVERSEUR)

Oscillateur à pont de Wien

Oscillateur quasi sinusoïdale



Amplificateur non inverseur

Filtre passif (passe-bande) (filtre de Wien)

⚠ ⚠ ⚠ PAS DE GBF !!!

1) Amplificateur seul :

A.O.P non inverseur : AOP idéal et en régime linéaire

$Z_e \to +\infty \Rightarrow i^+ \simeq i^- \simeq 0$

$\beta \to +\infty \Rightarrow \varepsilon = V^+ - V^- = 0$

↳ limitation du régime linéaire : $-V_{sat} < V_s < +V_{sat} \simeq V_{supply} - \text{perte}$

Peut être dissymétrique à V_{sat}^+

$V^+ = U_e$

① $V^- = \frac{R_1}{R_1 + R_2} U_s$ (Par diviseur de tension possible car $i^- = 0$
Loi des noeuds en terme de potentiels
Théorème de Millman)

② $-\frac{V^-}{R_1} = \frac{V^- - U_s}{R_2} \Rightarrow \frac{V^-}{R_1} + \frac{V^-}{R_2} = \frac{U_s}{R_2} \Rightarrow V^-\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{U_s}{R_2}$

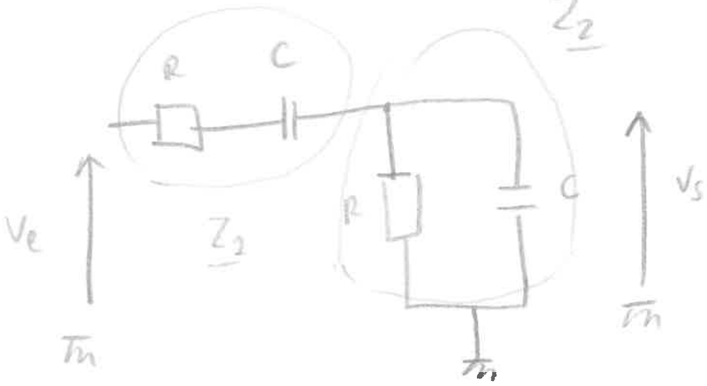
③ Théorème de Millman

$\Rightarrow \frac{R_1}{R_1+R_2} U_s = U_e$

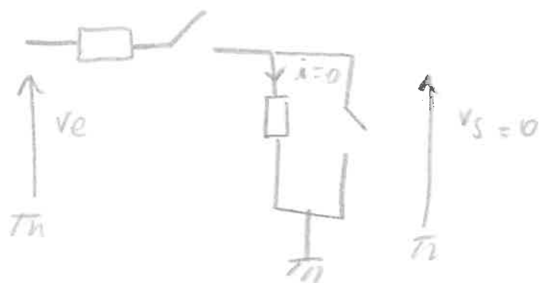
$\Rightarrow H = \frac{R_1+R_2}{R} = 1+\frac{R_2}{R}$ (AMPLIFICATEUR NON INVERSEUR seul)

H est réel $\Rightarrow$ la fonction de transfert est un gain

2) Etude du filtre passif seul:



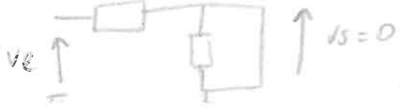
En basse fréquences



Passe-Bande

$\underline{H} = \frac{vs}{ve} \to 0$

En haute-fréquence



$H = \frac{v_s}{\cdot} \to 0$

Méthode des équivalences pour tracer le diagramme de Bode

- Basses fréquences :

$$\underline{H} = \frac{1}{3+j\left(x-\frac{1}{x}\right)} \xrightarrow[x \to 0]{} \frac{1}{j/x}$$

IL NE DOIT EN RESTER QU'UN AVEC LA MÉTHODE DES ÉQUIVALENTS

→ ?!

$$|\underline{H}| = x \Rightarrow H_{dB} = 20 \lg(x)$$

$$\arg(H) = j\frac{1}{x} = \pi/2$$

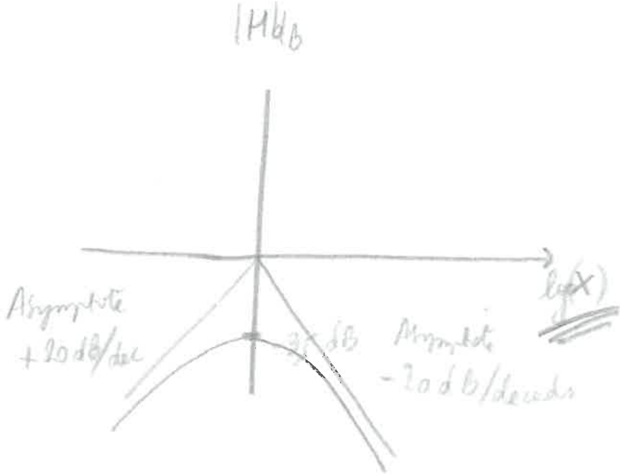
- Hautes fréquences

$$\underline{H} = \frac{1}{3+j\left(x-\frac{1}{x}\right)} \xrightarrow[x \to +\infty]{} \frac{1}{jx}$$

→ ?!

$$|H| = \frac{1}{x} \Rightarrow H_{dB} = 20 \lg\left(\frac{1}{x}\right) = -20 \lg(x)$$

$$\arg(H) = \frac{1}{jx} = -j\frac{1}{x} = -\pi/2$$

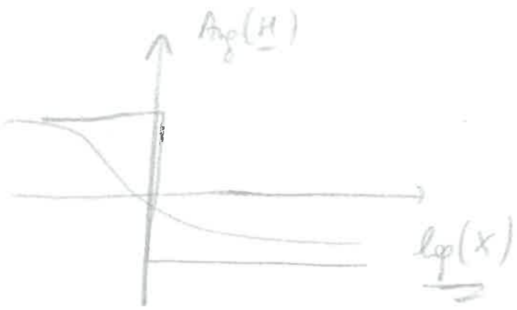


- $\omega = \omega_0 \Rightarrow x = 1$ $(\lg(1) = 0)$

$$\underline{H} = \frac{1}{3}$$

$$|\underline{H}| = \frac{1}{3} \Rightarrow H_{dB} = 20 \log\left(\frac{1}{3}\right) \approx -3{,}5\ dB$$

$$\arg(H) = 0$$



⚠⚠⚠ POUR DÉTERMINER EXPÉRIMENTALEMENT LA RÉSONNANCE :

- GAIN MAXIMUM
- MODE XY : DROITE DE PENTE POSITIVE

$$\underline{H} = \frac{V_s}{V_e} = \frac{\underline{Z_2}}{\underline{Z_1} + \underline{Z_2}} = \frac{1}{1 + \underline{Z_1}\,\underline{Y_2}}$$

$$\underline{H} = \frac{1}{1 + \left(R + \frac{1}{jC\omega}\right)\left(\frac{1}{R} + jC\omega\right)}$$

$$\underline{H} = \frac{1}{3 + jRC\omega + \frac{1}{jRC\omega}} = \frac{1/3}{1 + \frac{1}{3} j \left(RC\omega - \frac{1}{RC\omega}\right)}$$

FORME CANONIQUE DES PASSES-BANDES

$$\underline{H} = \frac{H_0}{1 + j\,Q\left(x - \frac{1}{x}\right)}$$

PAR IDENTIFICATION :

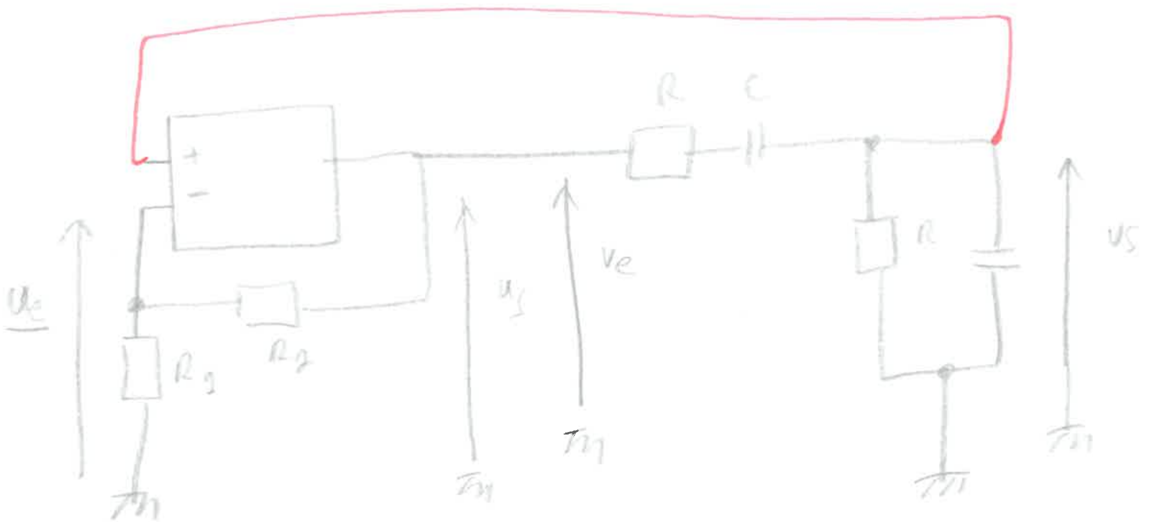
$$\begin{cases} H_0 = 1/3 \\ Q = 1/3 \\ \omega_0 = \dfrac{1}{RC} \end{cases}$$

$$x = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{Q}$$

fréquence de résonance et non fréquence de coupure pour un passe-bande

$$|\underline{H}| = \frac{H_0}{\sqrt{1 + Q^2\left(x + \frac{1}{x}\right)^2}}$$



SI LE FIL EST RECONNECTÉ : $\underline{V_s} = \underline{u_e}$!!!

$$\begin{cases} RC\,\dfrac{d^2 v_s}{dt^2} + 3\,\dfrac{dv_s}{dt} + \dfrac{1}{RC}\,v_s(t) = G_0\,\dfrac{du_e(t)}{dt} \\ v_s = u_e \quad (\text{si le fil est reconnecté}) \end{cases}$$

$$\boxed{\Rightarrow RC\,\dfrac{d^2 v_s}{dt^2} + \underbrace{(3 - G_0)}_{} \dfrac{dv_s}{dt} + \dfrac{1}{RC}\,v_s(t) = 0}$$

TERME D'AMORTISSEMENT À ANNULER

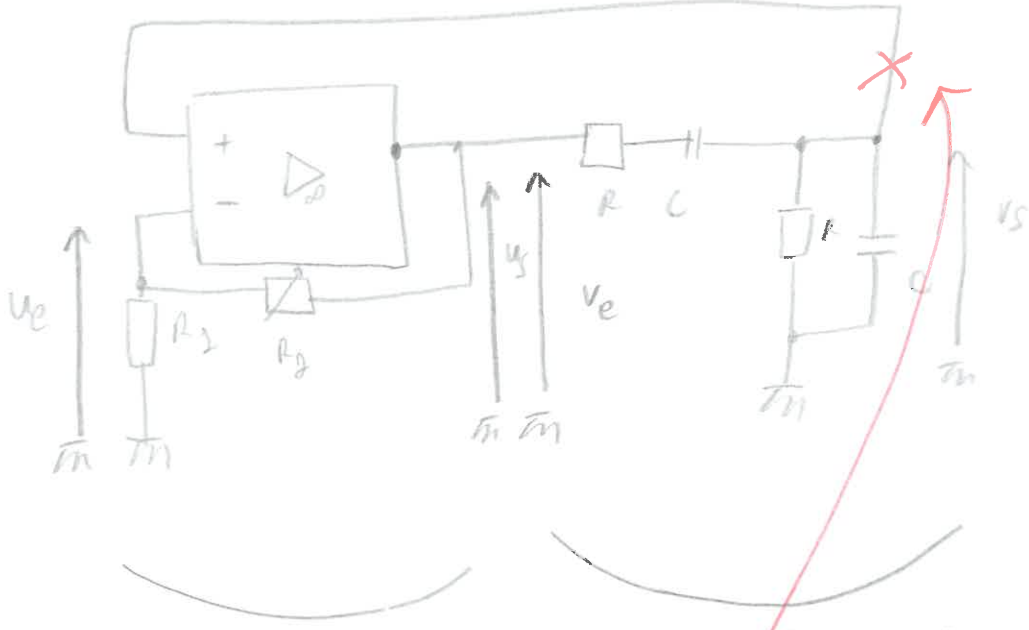
Pour que l'oscillateur soit sinusoïdal il faut annuler le terme d'amortissement

$$\Rightarrow G_0 = 3 \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 v_s}{dt^2} + \frac{1}{R^2C^2}\,v_s(t) = 0$$

$$w_0 = \frac{1}{RC} \quad \Rightarrow v_s(t) = V_0 \cos(w_0 t + \varphi)$$

le circuit oscille de lui-même à la fréquence sélectionnée par le filtre de Wien

ANALOGIE AVEC LE LASER MAIS LE LASER A UNE [illegible] DE FRÉQUENCE PROPRES ALORS QUE LE FILTRE DE WIEN



Amplificateur non inverseur

FILTRE PASSE BANDE

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC} = \frac{\omega_0}{2\pi} \simeq 1,6\ kHz$$ (avec les valeurs de R et de C données)

PAS DE GBF DANS LE CIRCUIT !!!

SI ON DECONNECTE

⇒ FONCTION DE TRANSFERT GLOBALE : $H_{TOT} = \frac{\underline{V_s}}{\underline{U_e}} = \frac{\underline{V_s}}{\underline{V_e}} \times \frac{\underline{U_r}}{\underline{U_e}} = \frac{1}{3 + j\left(RC\omega - \frac{1}{RC\omega}\right)} \times G_0$

Equation différentielle entre $V_s(t)$ et $U_e(t)$?

$H(\omega) \iff$ Equation différentielle

$$G_0 \underline{U_e} = \left(3 + j\left(RC\omega - \frac{1}{RC\omega}\right)\right)\underline{V_s}$$ Grandeurs complexes

TF^{-1} !!! $\frac{d}{dt} \longleftrightarrow j\omega$ $\quad \int dt \longleftrightarrow \frac{1}{j\omega}$

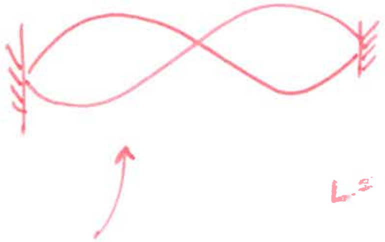
Grandeurs réelles

$$G_0 U_e(t) = 3V_s(t) + RC\frac{dV_s}{dt} + \frac{1}{RC}\int v_s(t)\,dt$$

$$\Rightarrow \boxed{G_0 \frac{du_e(t)}{dt} = 3\frac{dv_s}{dt} + RC\frac{d^2v_s}{dt^2} + \frac{1}{RC}v_s(t)}$$ filtre d'ordre 2

Pour un laser :

Cavité résonante



$L = n\frac{\lambda}{2}$

IL DOIT EN PLUS Y AVOIR
UN MILIEU AMPLIFICATEUR !!!

IL S'AGIT D'UNE ANALOGIE AVEC LE LASER QUI UTILISE AUSSI

- UN RÉSONNATEUR
- UN AMPLIFICATEUR

Expérimentalement : G_0 ne peut pas être exactement égal à 3 !!!

$$RC\frac{d^2 V_s}{dt^2} + \underbrace{(3-G_0)}\frac{dV_s(t)}{dt} + \frac{1}{RC}V_s(t) = 0$$

>0 (système stable)

ou

<0 (système instable

si $\ll 0$ → beaucoup d'harmoniques (signal plus anarchique)

limité par les tensions de saturation de l'AOP
⇒ les non-linéarités de l'AOP ($|V_s| < V_{sat}$) qui vont limiter l'amplitude des oscillations)

POUR QU'UN SYSTÈME SOIT STABLE, IL FAUT QUE TOUS LES TERMES DE L'ÉQUATION DIFFÉRENTIELLE SOIT DE MÊME SIGNE CELA CONDUIRA À $V_s \xrightarrow[t \to +\infty]{} 0$

⇒ les oscillations ne viennent pas du GBF mais du bruit qui alimente toujours un AOP !!!