

Table des matières

I	Maths - sup	5
I	Analyse pratique	6
II	Théorèmes d'analyse	9
II.1	Fondamentaux	9
II.2	Fondamentaux de dérivabilité	10
II.3	Analyse asymptotique	11
II.4	Séries	12
II.5	Familles sommables	12
III	Arithmétique	14
IV	Groupes et anneaux	15
V	Théorèmes d'algèbre	17
VI	Polynômes	18
II	Maths - spé	21
I	Analyse - discret	21
I.1	Suites de fonctions	21
I.2	Séries	23
I.3	Séries de fonctions	23
I.4	Séries entières	24
II	Analyse - intégration	25
II.1	Intégration - intégrales impropres	25
II.2	Propriétés des intégrales	27
II.3	Intégration - théorèmes de Lesbesgues	28
III	Analyse - différentiation	32
III.1	Les équations différentielles	32
III.2	Calcul différentiel - différentiabilité et classe	34
III.3	Calcul différentiel - optimisation	37
III.4	Hors programme - Différentielle d'un inverse	39
IV	Algèbre	41
IV.1	Espaces vectoriels normés	41
IV.2	Limites dans un EVN	43
IV.3	Réduction	45
IV.4	Espaces préhilbertiens	46
IV.5	Classification des matrices orthogonales du plan	52
IV.6	Classification des matrices orthogonales d'un espace euclidien orienté de dimension 3	53
IV.7	Groupes et anneaux	54
IV.8	Idéaux et anneaux	56

III Physique - Formulaires	59
I Infinitésimaux	59
II Identités thermodynamiques	60
III Analyse vectorielle	60
IV Physique - sup	63
I L'électrocinétique	63
II Optique	66
III Mécanique du point	67
IV Mécanique du solide	68
V Thermo	72
V.1 Premier Principe	72
V.2 Second principe	74
V.3 Machines thermiques	75
VI Chimie	77
VI.1 Cinétique	77
VI.2 Molécules et ions	78
VI.3 Solides cristallins	79
VI.4 Oxydo-réduction	82
VI.5 Acides et bases	83
VI.6 Précipités	84
V Physique - spé	87
I Mécanique	87
I.1 Référentiels non-galiléens	87
I.2 Frottement solide	89
II Mécanique quantique	89
II.1 Einstein De Broglie vont dans un bar parce que De Broglie a vraiment un nom de merde	89
II.2 Les bases de la fonction d'onde	90
II.3 Puits infini	91
II.4 Marche de potentiel	92
II.5 Histoire	92
III Electromagnétique	94
III.1 Champ électrostatique	94
III.2 Potentiel électrostatique	94
III.3 Magnétostatique	95
III.4 Distribution dipolaires	96
III.5 Les équations de Maxwell	97
III.6 Aspects énergétiques	98
III.7 Propagation dans le vide	99
III.8 Propagation dans le plasma	100
III.9 Ondes électromagnétiques dans un milieu ohmique	101
III.10 Réflexion sur un métal parfait	102
III.11 Rayonnement du dipôle oscillant	103
IV Ondes sur une corde	103
V Thermodynamique	105
V.1 TH1	105
V.2 TH2	106
V.3 TH3	108

V.4	Th4	109
VI	Optique ondulatoire	110
VI.1	Modèle scalaire de la lumière	110
VI.2	Trous d'Young	111
VI.3	Michelson	111
VI.4	Réseaux	112
VII	Traitement du signal	114
VII.1	Signaux périodiques et filtrage	114
VII.2	Echantillonnage	115
VII.3	Amplificateurs Linéaires Intégrés (ALI)	116
VIII	Thermochimie	117
IX	Electrochimie	119
IX.1	Piles	119
IX.2	L'électrolyse	121
IX.3	La corrosion	121
VI Proba		123
I	Bases de la proba	123
II	Dénombrement	125
III	Conditionnel	126
IV	Variables aléatoires discrètes	127
IV.1	Définitions	127
IV.2	Lois usuelles	129
IV.3	Espérance	131
IV.4	Variance	132
IV.5	Fonctions génératrices	134
IV.6	Lois conjointes et conditionnelles	136
V	Résultats asymptotiques	137

Chapitre I

Maths - sup

I Analyse pratique

Formulaire de trigo

Avec $a, b \in \mathbb{R}$, on a :

- $\cos(a + b) = \cos(a)\cos(b) - \sin(a)\sin(b)$;
- $\cos(a - b) = \cos(a)\cos(b) + \sin(a)\sin(b)$;
- $\sin(a + b) = \sin(a)\cos(b) + \cos(a)\sin(b)$;
- $\sin(a - b) = \sin(a)\cos(b) - \cos(a)\sin(b)$;
- $\cos(a)\cos(b) = \frac{1}{2} (\cos(a + b) + \cos(a - b))$;
- $\sin(a)\sin(b) = \frac{1}{2} (\cos(a - b) - \cos(a + b))$;
- $\sin(a)\cos(b) = \frac{1}{2} (\sin(a + b) - \sin(a - b))$;
- $\sin(2a) = 2\sin(a)\cos(a)$;
- $\cos(2a) = 1 - 2\sin^2(a) = \cos^2(a) - \sin^2(a) = 2\cos^2(a) - 1$;
- $\tan(2a) = \frac{2\tan(a)}{1 - \tan^2(a)}$;
- $\cos(a) + \cos(b) = 2\cos\left(\frac{a+b}{2}\right)\cos\left(\frac{a-b}{2}\right)$;
- $\sin(a) + \sin(b) = 2\sin\left(\frac{a+b}{2}\right)\cos\left(\frac{a-b}{2}\right)$;
- $\sin(a) = \frac{2\tan\left(\frac{a}{2}\right)}{1 + \tan^2\left(\frac{a}{2}\right)}$;
- $\cos(a) = \frac{1 - \tan^2\left(\frac{a}{2}\right)}{1 + \tan^2\left(\frac{a}{2}\right)}$;
- $\tan(a) = \frac{2\tan\left(\frac{a}{2}\right)}{1 - \tan^2\left(\frac{a}{2}\right)}$;
- $\text{sh}^2 - \text{ch}^2 = 1$;
- $\cos(a) = \frac{e^{ia} + e^{-ia}}{2}$;
- $\sin(a) = \frac{e^{ia} - e^{-ia}}{2i}$.

Dérivées et primitives des fonctions usuelles :

Fonction	Dérivée	Primitive	\mathcal{D}_f	$\mathcal{D}_{f'}$
0	0	C	\mathbb{R}	\mathbb{R}
c	0	$cx + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}
$\frac{1}{x}$	$-\frac{1}{x^2}$	$\ln x + C$	\mathbb{R}^*	\mathbb{R}^*
x^α	$\alpha x^{\alpha-1}$	$\frac{x^{\alpha+1}}{\alpha+1} + C$	\mathcal{D}_α	\mathbb{R}_+
e^{cx}	ce^{cx}	$\frac{1}{c}e^{cx} + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}
$\ln(x)$	$\frac{1}{x}$	$x\ln(x) - x + C$	\mathbb{R}_+^*	\mathbb{R}_+^*
$\sin(\alpha x)$	$\alpha \cos(\alpha x)$	$-\frac{1}{\alpha} \cos(\alpha x) + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}
$\cos(\alpha x)$	$-\alpha \sin(\alpha x)$	$\frac{1}{\alpha} \sin(\alpha x) + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}
$\tan(x)$	$1 + \tan^2(x)$	$-\ln \cos(x) + C$	\mathcal{D}_{\tan}	\mathcal{D}_{\tan}
$\operatorname{sh}(\alpha x)$	$\alpha \operatorname{ch}(\alpha x)$	$\frac{1}{\alpha} \operatorname{ch}(\alpha x) + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}
$\operatorname{ch}(\alpha x)$	$\alpha \operatorname{sh}(\alpha x)$	$\frac{1}{\alpha} \operatorname{sh}(\alpha x) + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}
$\operatorname{th}(x)$	$1 - \operatorname{th}^2(x)$	$\ln(\operatorname{ch}(x)) + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}
$\arcsin(x)$	$\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}$	$x \arcsin(x) + \sqrt{1-x^2} + C$	$[-1; 1]$	$] - 1; 1[$
$\arccos(x)$	$\frac{-1}{\sqrt{1-x^2}}$	$x \arccos(x) - \sqrt{1-x^2} + C$	$[-1; 1]$	$] - 1; 1[$
$\arctan(x)$	$\frac{1}{1+x^2}$	$x \arctan(x) - \frac{1}{2} \ln(1+x^2) + C$	\mathbb{R}	\mathbb{R}

Développements limités

On note x un réel au voisinage de 0 et :

- $e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{6} + \frac{x^4}{24} + \dots + \frac{x^n}{n!} + o(x^n)$;
- $\cos(x) = 1 - \frac{x^2}{2} + \frac{x^4}{24} + \dots + (-1)^p \frac{x^{2p}}{(2p)!} + o(x^{2p})$;
- $\sin(x) = x - \frac{x^3}{6} + \frac{x^5}{120} + \dots + (-1)^p \frac{x^{2p+1}}{(2p+1)!} + o(x^{2p+1})$;
- $\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} + \dots + (-1)^{n+1} \frac{x^n}{n} + o(x^n)$;
- $\frac{1}{1-x} = 1 + x + x^2 + x^3 + \dots + x^n + o(x^n)$;
- $\frac{1}{1+x} = 1 - x + x^2 - x^3 + \dots + (-1)^n x^n + o(x^n)$;
- $(1+x)^\alpha = 1 + \alpha x + \frac{\alpha(\alpha-1)x^2}{2} + \frac{\alpha(\alpha-1)(\alpha-2)x^3}{6} + \dots + \frac{\alpha \dots (\alpha-n+1)x^n}{n!} + o(x^n)$;
- $\operatorname{ch}(x) = 1 + \frac{x^2}{2} + \frac{x^4}{24} + \dots + \frac{x^{2p}}{(2p)!} + o(x^{2p})$;
- $\operatorname{sh}(x) = x + \frac{x^3}{6} + \frac{x^5}{120} + \dots + \frac{x^{2p+1}}{(2p+1)!} + o(x^{2p+1})$.

Les trois DL à connaître absolument sont ceux de $\frac{1}{1-x}$, de $\exp(x)$ et de $(1+x)^\alpha$. En effet, tous les autres DL usuels découlent de ceux-ci :

- Le DL du sinus est celui des termes impairs de l'exponentielle, avec une alternance de signes, au contraire du sinus hyperbolique qui est aussi les termes impairs, mais avec un signe positif.
- Le DL du cosinus est celui des termes pairs de l'exponentielle, avec une alternance de signes, au contraire du cosinus hyperbolique qui est aussi les termes pairs, mais avec un signe positif.
- Le DL de $\frac{1}{1+x}$ découle de celui de $\frac{1}{1-x}$ en composant par $x \mapsto -x$. On a donc une alternance de signes.
- Le DL de $\ln(1+x)$ découle de celui de $\frac{1}{1+x}$, par primitivation d'un DL.

On notera l'équivalent de $n!$ obtenu par la formule de Stirling : $n! \sim \left(\frac{n}{e}\right)^n \sqrt{2\pi n}$.

Résolution d'équations différentielles du second ordre

Une équation différentielle de second ordre est de la forme : $y'' = ay' + by = f(x)$.

Pour la résoudre, on trouve d'abord les racines du polynôme $x^2 + ax + b$.

Si $\Delta = 0$, on a une seule racine r_0 , et la solution générale est de la forme $(\lambda + \mu x)e^{r_0 x}$.

Sinon, dans les cas d'une équation différentielle complexe $\Delta \neq 0$ ou réelle avec $\Delta > 0$, on a avec les racines r_1, r_2 les solutions $\lambda e^{r_1 x} + \mu e^{r_2 x}$.

Dans le cas où $\Delta < 0$, on note pour r une des racines du polynôme caractéristique, $\rho = \Re(r)$ et $\omega = \Im(r)$ la solution de la forme :

$$e^{\rho x}(\lambda \cos(\omega x) + \mu \sin(\omega x))$$

II Théorèmes d'analyse

II.1 Fondamentaux

Définition : Continuité

f continue en x_0 si

$$\forall \varepsilon > 0, \exists \alpha > 0, \forall x \in D_f, |x - x_0| < \alpha \Rightarrow |f(x) - f(x_0)| < \varepsilon$$

f uniformément continue sur I si :

$$\forall \varepsilon > 0, \exists \alpha > 0, \forall (x, y) \in I, |x - y| < \alpha \Rightarrow |f(x) - f(y)| < \varepsilon$$

Théorème : Limites monotones

Avec $a < b$: soit $g \in \mathcal{F}(]a, b[, \mathbb{R})$

- Si g est croissante majorée, alors g a une limite en b^-
- Si g est croissante non-majorée, alors $g \rightarrow_{b^-} +\infty$
- Si g est croissante minorée, alors g a une limite en a^+
- Si g est croissante non-minorée, alors $g \rightarrow_{a^+} -\infty$
- Si g est décroissante majorée, alors g a une limite en a^+
- Si g est décroissante non-majorée, alors $g \rightarrow_{a^+} +\infty$
- Si g est décroissante minorée, alors g a une limite en b^-
- Si g est décroissante non-minorée, alors $g \rightarrow_{b^-} -\infty$

Théorème : Caractérisation séquentielle de la limite

$\lim_{x \rightarrow a} f(x) = l$ si, et seulement si, pour toute suite (u_n) de limite a , $\lim_{n \rightarrow +\infty} f(u_n) = l$

Théorème : Encadrement

Si au voisinage de $x_0 \in \bar{\mathbb{R}}$, on a $f(x) \leq g(x) \leq h(x)$, et si les fonctions h et f admettent une limite commune en x_0 , alors g admet l comme limite en x_0 .

Théorème : Valeurs intermédiaires

Si f est continue, l'image d'un intervalle par f est un intervalle.

Théorème : Bornes atteintes

Si f est continue, l'image d'un segment par f est un segment.

Théorème : Heine

Si f est continue sur un segment, alors f est uniformément continue sur ce segment.

II.2 Fondamentaux de dérivabilité

Définition : Dérivabilité

f est dérivable en x_0 si $\lim_{h \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + h) - f(x_0)}{h}$ existe. En ce cas, on appelle la dérivée de f en x_0 cette limite, notée $f'(x)$. Tout point où f' s'annule est un point critique.

f est \mathcal{C}^1 sur I si f est dérivable en tout point de I et que sa dérivée est continue. On peut étendre cette définition pour k entier ou infini.

f est convexe sur I si $\forall x, y \in I, \forall t \in [0, 1], f(tx + (1 - t)y) \leq tf(x) + (1 - t)f(y)$. Si f est \mathcal{C}^2 , alors f est convexe quand $f'' > 0$. Tout point où f'' s'annule est un point d'inflexion.

Théorème : Opérations de dérivation

Si f et g sont n fois dérivables :

— pour $\lambda \in \mathbb{R}$, $(f + \lambda g)' = f' + \lambda g'$

—

$$(fg)' = f'g + fg'$$

—

$$(f^n)' = n f' f^{n-1}$$

—

$$(g \circ f)' = f'(g' \circ f)$$

—

$$(f^{-1})' = \frac{1}{f' \circ f^{-1}}$$

—

$$(fg)^{(n)} = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} f^{(k)} g^{(n-k)}$$

Théorème : Prolongement

Si f est de classe \mathcal{C}^1 sur $]a, b]$, continue en a et que f' admet une limite l en a , alors f est de classe \mathcal{C}^1 sur $[a, b]$ et $f'(a) = l$

Théorème : Rolle

Si $f(a) = f(b)$, alors $\exists c \in]a, b[, f'(c) = 0$

Théorème : Accroissements finis

Il existe $c \in]a, b[$ tel que $f(b) - f(a) = (b - a)f'(c)$

Théorème : Inégalité des accroissements finis

Si $\forall t \in]a, b[, |f'(t)| \leq M$, alors $|f(b) - f(a)| \leq M(b - a)$

Théorème : Inégalité de Jensen

Si f est convexe sur I , qu'on a $\lambda_1, \dots, \lambda_n \in [0, 1]$ tels que $\lambda_1 + \dots + \lambda_n = 1$ et $x_1, \dots, x_n \in I^n$, alors :

$$f\left(\sum_{i=1}^n \lambda_i x_i\right) \leq \sum_{i=1}^n \lambda_i f(x_i)$$

II.3 Analyse asymptotique

Définition :

Avec f et g deux fonctions définies en b , on dit que :

- $f =_b o(g)$ si $f = \varepsilon g$ sur un voisinage de b , avec ε qui tend vers 0 en b
 - $f =_b \mathcal{O}(g)$ si $f = Mg$ sur un voisinage de b , avec M bornée sur ce voisinage de b
 - $f \sim_b g$ si $f = \varepsilon g$ sur un voisinage de b , avec ε qui tend vers 1 en b
- $f \sim_b g$ équivaut à $f =_b g + o(g)$

Théorème : Taylor-Reste-Intégral

Si f est \mathcal{C}^{n+1} sur $[a, b]$, alors :

$$f(b) = \sum_{k=0}^n \frac{f^{(k)}(a)}{k!} (b-a)^k + \int_a^b \frac{(t-a)^n}{n!} f^{(n+1)}(t) dt$$

On note $R_n(b) = \int_a^b \frac{(t-a)^n}{n!} f^{(n+1)}(t) dt$

Théorème : Taylor-Lagrange

En posant $t = a + (b-a)u$, on transforme l'expression du reste en $\int_0^1 \frac{(b-a)^{n+1}(1-u)^n}{n!} f^{(n+1)}(a + (b-a)u) du$

On a donc : $R_n(b) = \frac{(b-a)^{n+1}}{n!} \int_0^1 (1-u)^n f^{(n+1)}(a + (b-a)u) du$

De là on déduit la majoration de Lagrange, en posant $M_{n+1} = \sup_{[a,b]} |f^{(n+1)}|$

$$|R_n(b)| \leq \frac{|b-a|^{n+1}}{n!} \int_0^1 |1-u|^n |f^{(n+1)}(a + (b-a)u)| du \leq \frac{|b-a|^{n+1}}{n!} M_{n+1} \int_0^1 (1-u)^n du \leq \frac{|b-a|^{n+1}}{(n+1)!} M_{n+1}$$

Théorème : Taylor-Young

Si f est \mathcal{C}^n sur $[a, b]$, alors :

$$f(x) = \sum_{k=0}^n \frac{(x-a)^k}{k!} f^{(k)}(a) + o(x^{n+1})$$

II.4 Séries

Théorème : Critères de convergence d'une série

Si $(u_n), (v_n) \in \mathbb{R}_+^{\mathbb{N}}$:

- Si $\forall n \in \mathbb{N}, v_n \leq u_n$, alors si $\sum u_n$ converge alors $\sum v_n$ converge. De même, si $\sum u_n$ diverge, alors $\sum v_n$ aussi (critère de majoration positif)
- Si $u_n = o(v_n)$, alors si $\sum v_n$ converge, alors $\sum u_n$ converge (critère de domination positif)
- Si $u_n \sim v_n$, alors $\sum v_n$ et $\sum u_n$ sont de même nature (critère d'équivalent positif)

Théorème : Comparaisons séries-intégrales

Si $f : \mathbb{R}_+ \rightarrow \mathbb{R}$ fonction positive décroissante continue par morceaux, alors $(\sum f(n))$ est de même nature que la suite $\left(\int_0^n f(t)dt\right)$

Théorème : Conséquences de l'absolue convergence

Toute série absolument convergente est convergente

Théorème : Théorème spécial des séries alternées

Soit (a_n) une suite réelle positive décroissante de limite nulle. Alors $\sum (-1)^n a_n$ converge et $\forall n \in \mathbb{N}, \left|\sum_{k=n}^{+\infty} (-1)^k a_k\right| \leq a_n$

Théorème : Séries de Riemann

Pour $\alpha \in \mathbb{R}$, alors $\left(\sum \frac{1}{n^\alpha}\right)$ converge si, et seulement si, $\alpha > 1$.

Théorème : Séries télescopiques

$(a_n) \in \mathbb{K}^{\mathbb{N}}$, la série $(\sum a_n - a_{n+1})$ converge si, et seulement si, la suite (a_n) converge.

Théorème : Séries géométriques

On prend $a \in \mathbb{C}$, la série $(\sum a^n)$ converge si, et seulement si, $|a| < 1$ et alors : $\sum_{n=0}^{\infty} a^n = \frac{1}{1-a}$

II.5 Familles sommables

Théorème : Sommation par paquets positif

Soit I dénombrable et $(J_j)_{j \in J}$ une partition de I avec J au plus dénombrable, ie $\cup_{j \in J} J_j = I, \forall j, h \in J, j \neq h \Rightarrow J_j \cap J_h = \emptyset$. Soit $(u_i)_{i \in I} \in \mathbb{R}_+^I$, alors : $\sum_{i \in I} u_i = \sum_{j \in J} \left(\sum_{k \in J_j} u_k \right)$

Théorème : Sommation par paquets

I dénombrable, dont les J_j sont une partition. Avec $(u_i)_{i \in I} \in \mathbb{C}^I$ sommable. Alors $\sum_{i \in I} u_i = \sum_{j \in J} \sum_{k \in J_j} u_k$

Théorème : de Fubini

Soit $(u_{i,j})_{(i,j) \in I \times J} \in \mathbb{C}^{I \times J}$ sommable. Alors $\sum_{i,j \in I \times J} u_{i,j} = \sum_{i \in I} \sum_{j \in J} u_{i,j} = \sum_{j \in J} \sum_{i \in I} u_{i,j}$, avec le cas particulier où $u_{i,j} = a_i b_j$ où : $(a_i b_j)_{i,j \in I \times J}$ qui est sommable si, et seulement si, $(a_i)_{i \in I}$ et $(b_j)_{j \in J}$ sont sommables et dans ce cas, $\sum_{(i,j) \in I \times J} a_i b_j = \left(\sum_{i \in I} a_i \right) \left(\sum_{j \in J} b_j \right)$

Théorème : Produit de Cauchy

Soit $(a_n), (b_n) \in \mathbb{C}^{\mathbb{N}}$. Si $\sum a_n, \sum b_n$ sont absolument convergentes alors $\sum \left(\sum_{k=0}^n a_k b_{n-k} \right)$ est absolument convergente et $\left(\sum_{n=0}^{+\infty} a_n \right) \left(\sum_{n=0}^{+\infty} b_n \right) = \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\sum_{k=0}^n a_k b_{n-k} \right)$

III Arithmétique

Définition : Division euclidienne

Pour a, b entiers, il existe un unique couple (q, r) tel que :

$$\begin{cases} a = bq + r \\ r < b \end{cases}$$

Définition : PGCD et PPCM

Le PGCD de deux entiers est le maximum de l'intersection de l'ensemble de leurs diviseurs. On le note $\text{pgcd}(a, b) = a \wedge b$

Le PPCM de deux entiers est le minimum de l'intersection de l'ensemble de leurs multiples. On le note $\text{ppcm}(a, b) = a \vee b$

On dit que a et b sont premiers entre eux quand leur PGCD vaut 1.

On a que $|ab| = (a \vee b)(a \wedge b)$

Définition :

Un entier est premier s'il admet deux diviseurs positifs : 1 et lui-même.

Théorème : Théorème fondamental de l'arithmétique

Tout entier peut s'écrire de manière unique sous la forme d'un produit de puissance de nombres premiers.

Théorème : Lemme de Gauss

Si a et b sont premiers entre eux alors :

$$a|bc \Rightarrow a|c$$

Théorème : Théorème de Bézout

a et b sont premiers entre eux si, et seulement si, il existe u, v un couple d'entiers tels que $au + bv = 1$

IV Groupes et anneaux

Définition : LCI

Sur un ensemble E , une loi \star est une application :

$$\star : \begin{cases} E \times E & \rightarrow E \\ (x, y) & \mapsto x \star y \end{cases}$$

On dit qu'elle est associative si :

$$\forall a, b, c \in E, a \star (b \star c) = (a \star b) \star c$$

On dit qu'elle est commutative si :

$$\forall a, b \in E, a \star b = b \star a$$

Définition : Neutre

Un élément neutre est un élément e tel que :

$$\forall x \in E, x \star e = e \star x = x$$

Théorème : Unicité du neutre

Il n'y a qu'un seul élément neutre dans un groupe

Définition : Symétrique

Le symétrique x' de $x \in E$ est un élément tel que, si la loi admet un neutre e :

$$x \star x' = x' \star x = e$$

On note x^{-1} le symétrique de x .

Théorème : Unicité du symétrique

Si la loi est associative, alors x admet un unique symétrique

Définition : Sous-groupe

Si G est un groupe pour la loi \star de neutre e :

H est un sous-groupe de G si :

$$\begin{cases} \forall (x, y) \in H, x \star y \in H \\ H \neq \emptyset (\Leftrightarrow e \in H) \\ \forall x \in H, x^{-1} \in H \end{cases}$$

Définition :

Si G et G' sont deux groupes, alors $\varphi \in \mathcal{F}(G, G')$ est un morphisme si $\forall x, y \in G, \varphi(x \star y) = \varphi(x) \star' \varphi(y)$

On note $\ker(\varphi) = \varphi^{-1}(\{e_{G'}\})$ et $\text{Im}(\varphi) = \varphi(G)$

Théorème : Propriétés du morphisme

Si φ est un morphisme de G dans G' :

— $\varphi(e) = e'$ (avec e neutre de G , e' neutre de G') ;

—

$$\forall x \in G, \varphi(x^{-1}) = (\varphi(x))^{-1}$$

;

—

$$\forall n \in \mathbb{Z}, \forall x \in G, \varphi(x^n) = (\varphi(x))^n$$

;

— L'image directe d'un sous-groupe de G par φ est un sous-groupe de G' ;

— L'image réciproque d'un sous-groupe de G' par φ est un sous-groupe de G .

— φ est injective si, et seulement si, $\ker \varphi = \{e\}$

Définition :

Un morphisme bijectif est un isomorphisme, un automorphisme est un isomorphisme de G dans G

Deux groupes sont isomorphes s'il existe une bijection entre les deux.

Un homomorphisme est une application de A dans B (avec A et B deux anneaux) tel que :

— $f(0_A) = 0_B$ et $f(1_A) = 1_B$

— $f(x +_A y) = f(x) +_B f(y)$

— $f(x \times_A y) = f(x) \times_B f(y)$

Définition : Anneau

(A, \top, \cdot) est un anneau si :

— (A, \top) est un groupe abélien (commutatif) ;

— \cdot est associative et possède un élément neutre ;

— \cdot est distributive par rapport à \top

i.e. $\forall a, b, c \in A, a \cdot (b \top c) = (a \cdot b) \top (a \cdot c)$

Définition : Sous-anneau

B est un sous-anneau de $(A, +, \times)$ si :

— B sous-groupe de A

— B stable par \times

— B contient l'élément neutre pour la loi \times de A .

Définition : Intégrité

Un anneau A non réduit à 0 est intègre si il est commutatif et qu'il vérifie :

$$\forall a, b \in A, a \times b = 0 \Rightarrow a = 0 \text{ ou } b = 0$$

On dit aussi que A n'a pas de diviseurs de 0

Définition : Corps

Un corps est un anneau intègre où tout élément admet un symétrique pour la loi multiplicative

V Théorèmes d'algèbre

Définition : Algèbre

Un magma $(E, +, \times, \cdot)$ est une algèbre si, muni des lci $+$ et \times et de la lce \cdot :

- $(E, +, \cdot)$ est un \mathbb{K} -ev
- $(E, +, \times)$ est un anneau
- pour $\lambda \in \mathbb{K}, a, b \in E, \lambda(ab) = a(\lambda b)$

Théorème : Base incomplète

Toute famille libre peut être complétée en base, on peut enlever des éléments à toute famille génératrice pour la transformer en base

Théorème : du rang

Si $f \in \mathcal{L}(E)$ et E de dimension finie :

$$\dim E = \text{rg}(f) + \dim \ker g$$

Théorème :

En dimension finie, l'injectivité, la surjectivité et la bijectivité sont équivalentes.

Théorème :

Si p un projecteur, toutes ces conditions sont équivalentes :

—

$$\ker p \oplus \text{Im} p = E$$

—

$$\ker(p - id) = \text{Im} p$$

—

$$\text{Im}(p - id) = \ker p$$

—

$$p \circ p = p$$

Théorème :

Si s est une symétrie, toutes ces conditions sont équivalentes :

—

$$\ker(s - id) \oplus \ker(s + id) = E$$

—

$$\text{Im}(s - id) \oplus \text{Im}(s + id) = E$$

—

$$s \circ s = id$$

Théorème : Inversibilité d'une matrice

Une matrice $M \in \mathcal{M}_n(\mathbb{K})$ est inversible si, et seulement si, on a une des conditions équivalentes suivantes :

- $\exists B \in \mathcal{M}_n(\mathbb{K}), MB = BM = I_n$
- Il y a une suite de transformations élémentaires sur les lignes (resp. les colonnes) qui rend M inversible
- M est la matrice canoniquement associée à un isomorphisme
- M est un produit de matrices inversibles
- M^T est inversible
- Le système $AX = 0$ admet une unique solution
- $\det A \neq 0$

Théorème :

Le déterminant est une forme n-linéaire symétrique, et :

$$\det M = \sum_{\sigma \in \mathfrak{S}_n} \varepsilon(\sigma) \prod_{k=1}^n M_{\sigma(k),k}$$

Le déterminant ne dépend pas de la base choisie.

$$(\det MN) = (\det M)(\det N)$$

$$\det(\lambda M) = \lambda^n \det(M)$$

$$\det M^T = \det M$$

$$\det M^{-1} = \frac{1}{\det M}$$

VI Polynômes

Théorème : Opérations sur le degré

Avec $P, Q \in \mathbb{K}[X], \lambda \in \mathbb{K}, k \in \mathbb{N}$:

- Si $\lambda \neq 0$, alors $\deg \lambda P = \deg P$

$$\deg(PQ) = \deg P + \deg Q$$

$$\deg(P^k) = k \deg P$$

$$\deg(P + Q) \leq \max(\deg P, \deg Q)$$

$$\deg(P') = (\deg P) - 1$$

- $\deg(P^{(k)}) = \deg(P) - k$ si $\deg P \geq k$ et $-\infty$ sinon

Théorème : Division euclidienne

Soient $A, B \in \mathbb{K}[X]$ avec $B \neq 0$, il existe un unique couple $(Q, R) \in \mathbb{K}[X]$ tel que :

$$A = BQ + R \text{ et } \deg R < \deg B$$

Théorème :

Si $P \in \mathbb{K}[X]$ non-nul, et $\lambda_1, \dots, \lambda_r$ ses racines deux à deux distinctes de multiplicités m_1, \dots, m_r , alors :

$$\prod_{i=1}^r (X - \lambda_i)^{m_i} | P$$

Ce qui donne qu'un polynôme non-nul a au plus autant de racines comptées avec multiplicité que son degré.

Théorème : Formule de Viète

Soit $P = \sum a_k X^k$ scindé de degré n .

Notons x_1, \dots, x_n ses racines.

Pour $k \in \llbracket 1, n \rrbracket$, on note σ_k le k -ème polynôme symétrique élémentaire en les x_i :

$$\begin{aligned} \sigma_k &= \sum_{1 \leq i_1 < \dots < i_k \leq n} x_{i_1} \dots x_{i_k} \\ &= (-1)^k \frac{a_{n-k}}{a_n} \end{aligned}$$

Théorème : D'Alembert Gauss ou théorème fondamental de l'algèbre

Tout polynôme non-constant de $\mathbb{C}[X]$ admet une racine.

De là, on déduit que tout polynôme de $\mathbb{C}[x]$ est scindé.

De là, on déduit que les polynômes irréductibles de \mathbb{C} sont les $(X - \lambda)_{\lambda \in \mathbb{C}}$

De là, on déduit que les polynômes irréductibles de \mathbb{R} sont les $(X - \lambda)_{\lambda \in \mathbb{R}}$ et les $(X^2 + bX + c)_{(b,c) \in \mathbb{R}^2 | b^2 - 4c < 0}$

Théorème : Bézout polynomial

Deux polynômes $A, B \in \mathbb{K}[X]$ sont premiers entre eux si, et seulement si, il existe $U, V \in \mathbb{K}[X]$ tels que $AU + BV = 1$

Théorème :

Si $A, B \in \mathbb{K}[X]$ sont unitaires, alors :

$$AB = (A \wedge B)(A \vee B)$$

Théorème : Lemme d'Euclide

Un polynôme irréductible divise un produit si, et seulement si, il divise l'un des facteurs.

Théorème :

Si $A \in \mathbb{K}[X]$ non-constant, alors il existe $\alpha \in \mathbb{K}^*$, des polynômes irréductibles unitaires deux à deux distincts P_1, \dots, P_r et des entiers strictement positifs m_1, \dots, m_r tels que :

$$A = \alpha \prod_{i=1}^r P_i^{m_i}$$

Cette décomposition est unique à l'ordre des facteurs près.

Théorème : Décomposition en éléments simples

Si $F = \frac{A}{B}$ est une fraction rationnelle, elle s'écrit de manière unique comme somme d'un polynôme (la partie entière de F) et d'éléments simples.

Chapitre II

Maths - spé

I Analyse - discret

I.1 Suites de fonctions

Définition : Convergence simple

Soit E, F , 2 \mathbb{K} -ev de dimension finie. Soit $A \subset E$. Soit $(f_n) \in \mathcal{F}(A, F)^{\mathbb{N}}$.
On dit que (f_n) converge simplement vers $g \in \mathcal{F}(A, F)$ si $\forall t \in A, (f_n(t)) \rightarrow g(t)$

Définition : Convergence uniforme

Soit E, F , 2 \mathbb{K} -ev de dimension finie. Soit $A \subset E$. Soit $(f_n) \in \mathcal{F}(A, F)^{\mathbb{N}}$.
On dit que (f_n) converge uniformément vers $g \in \mathcal{F}(A, F)$ si $\sup_A \|f_n - g\| \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 0$

Théorème :

Toute suite de fonctions qui converge uniformément converge simplement.

Théorème : Continuité uniforme

Soit $(f_n) \in \mathcal{F}(A, F)^{\mathbb{N}}$ une suite de fonctions.
Si $\forall n \in \mathbb{N}, f_n$ est continue sur A et que (f_n) converge uniformément vers g , alors g est continue.
Ce qui correspond à : une limite uniforme de fonctions continues est continue.

Théorème : Extension de limite uniforme

Soit $(f_n) \in \mathcal{F}(A, F)^{\mathbb{N}}$, soit $a \in \bar{A}$.
Si $\forall n \in \mathbb{N}, f_n(x) \xrightarrow{x \rightarrow a} l_n$ et f_n converge uniformément vers g
Alors (l_n) est convergente et $g(x) \xrightarrow{x \rightarrow a} \lim_{n \rightarrow +\infty} l_n$
ie : g a une limite finie en a et $\lim_{x \rightarrow a} \lim_{n \rightarrow +\infty} l_n = \lim_{n \rightarrow +\infty} \lim_{x \rightarrow a} f_n$
Ce théorème s'étend lorsque $E = \mathbb{R}$ et que $a = \pm\infty$

Théorème : Intégration uniforme ou théorème d'échange limite-intégrale uniforme

Soit a, b un segment, $(f_n) \in \mathcal{C}_0([a, b], F)^{\mathbb{N}}$

si (f_n) converge uniformément vers g sur $[a, b]$, alors $\int_a^b f_n \rightarrow \int_a^b g$

Ce qui correspond à $\lim_{n \rightarrow +\infty} \int_a^b f_n = \int_a^b \lim_{n \rightarrow +\infty} f_n$

Théorème :

Soit (f_n) une suite de fonctions continues d'un intervalle I de \mathbb{R} à valeurs dans F convergeant uniformément vers g sur tout segment de I

Soit $a \in I$, on a alors : $F_n : \begin{cases} I \rightarrow F \\ x \mapsto \int_a^b f_n(t) dt \end{cases}$ et $G : \begin{cases} I \rightarrow F \\ x \mapsto \int_a^b g(t) dt \end{cases}$

Alors F_n converge uniformément vers G sur tout segment de I .

Théorème : Dérivation uniforme des suites de fonctions

Avec I un intervalle, si :

- $(f_n) \in \mathcal{C}^1(I, F)^{\mathbb{N}}$
- (f_n) converge simplement vers g_0
- (f'_n) converge uniformément vers g_1 sur tout segment de I

alors g_0 est \mathcal{C}^1 tel que $g'_0 = g_1$ et (f_n) converge uniformément sur tout segment de I .

Ce qui correspond à $g'_0 = g_1 \Rightarrow (\lim f_n) = \lim(f'_n)$

Théorème : Théorème de dérivation des suites à l'ordre k

Avec I un intervalle, si :

- $(f_n) \in \mathcal{C}^k(I, F)^{\mathbb{N}}$
- $\forall j \in \llbracket 0, k-1 \rrbracket, (f_n^{(j)})$ converge simplement vers g_j
- $(f_n^{(k)})$ converge uniformément vers g_k sur tout segment de I

alors g_0 est \mathcal{C}^k tel que $\forall j \in \llbracket 0, k \rrbracket, g_0^{(j)} = g_j$ et $(f_n^{(j)})$ converge uniformément sur tout segment de I .

Théorème : Stone-Weierstrass (admis)

Toute fonction continue sur un segment à valeurs dans \mathbb{K} est limite uniforme d'une suite de fonctions polynomiales.

Ce qui correspond à : l'ensemble des fonctions polynomiales est dense dans $(\mathcal{C}([a, b], \mathbb{K}), \|\cdot\|_{\infty})$

Théorème : Approximation uniforme par des fonctions en escalier

Toute fonction continue sur un segment à valeurs dans F est limite uniforme d'une suite de fonctions en escaliers

Ce théorème est encore valable pour les fonctions continues par morceaux sur un segment.

I.2 Séries

Théorème : Critère de d'Alembert

Soit $(u_n) \in \mathbb{R}_+^{*\mathbb{N}}$. Si $\left(\frac{u_{n+1}}{u_n}\right) \rightarrow l \in \mathbb{R}$, alors :

- Si $l < 1$ alors $\sum u_n$ converge.
- Si $l > 1$ alors $\sum u_n$ diverge grossièrement.
- Si $l = 1$ alors on ne peut rien dire.

Théorème : Sommation des ordres de grandeur

Avec $(a_n), (b_n)$ deux suites réelles positives :

- Si $b_n = O(a_n)$: si $\sum a_n$ converge, alors $\sum b_n$ converge et $\sum_{k=n+1}^{+\infty} b_k = O\left(\sum_{k=n+1}^{+\infty} a_k\right)$; si $\sum a_n$ diverge, alors $\sum_{k=0}^n b_k = O\left(\sum_{k=0}^n a_k\right)$.
- Si $b_n = o(a_n)$: si $\sum a_n$ converge, alors $\sum b_n$ converge et $\sum_{k=n+1}^{+\infty} b_k = o\left(\sum_{k=n+1}^{+\infty} a_k\right)$; si $\sum a_n$ diverge, alors $\sum_{k=0}^n b_k = o\left(\sum_{k=0}^n a_k\right)$.
- Si $b_n \sim (a_n)$: si $\sum a_n$ converge, alors $\sum b_n$ converge et $\sum_{k=n+1}^{+\infty} b_k \sim \sum_{k=n+1}^{+\infty} a_k$; si $\sum a_n$ diverge, alors $\sum b_n$ diverge et $\sum_{k=0}^n b_k \sim \sum_{k=0}^n a_k$.

I.3 Séries de fonctions

Définition : Convergences

Soit $(u_n) \in \mathcal{F}(A, F)^{\mathbb{N}}$, on dit que la série de fonction $(\sum u_n)$ converge simplement si la suite des sommes partielles $\left(\sum_{k=0}^n u_k\right)$ converge simplement.

On dit que $(\sum u_n)$ converge uniformément si la suite des sommes partielles $\left(\sum_{k=0}^n u_k\right)$ converge uniformément. On dit que $\sum u_n$ converge normalement si $\sum \sup_A \|u_n\|$ converge.

Théorème :

Tout série de fonction qui converge normalement converge uniformément.

Théorème : continuité uniforme des séries de fonctions

Soit $(u_n) \in \mathcal{C}(A, F)^{\mathbb{N}}$, si $\sum u_n$ converge uniformément sur A , alors $x \mapsto \sum_{n=0}^{+\infty} u_n(x)$ est continue.

Théorème : échange de limites de séries

Avec $(u_n) \in \mathcal{F}(A, F)^{\mathbb{N}}$ et $a \in \bar{A}$

Si $\forall n \in \mathbb{N}, u_n(x) \rightarrow_{x \rightarrow a} v_n$ et que $(\sum u_n)$ converge uniformément, alors $\left(\sum_{n=0}^{+\infty} u_n\right)$ a une limite en a et

$$\lim_{x \rightarrow a} \sum_{n=0}^{+\infty} u_n(x) = \sum_{n=0}^{+\infty} v_n$$

Théorème : Théorème de dérivation terme à terme à l'ordre k

Avec I un intervalle, si :

- $(u_n) \in \mathcal{C}^1(I, F)^{\mathbb{N}}$
- $(\sum u_n)$ converge simplement
- $(\sum u_n^{(k)})$ converge uniformément sur tout segment de I

alors $\sum_{n=0}^{+\infty} u_n$ est \mathcal{C}^1 tel que $\forall j \in \llbracket 0, k \rrbracket, \left(\sum_{n=0}^{+\infty} u_n\right)' = \sum_{n=0}^{+\infty} u_n'$ et la somme converge uniformément sur tout segment de I .

I.4 Séries entières**Définition :**

Soit $(a_n) \in \mathbb{C}^{\mathbb{N}}$. On appelle série entière associée à (a_n) (de variable complexe) la série de fonctions $(\sum(z \mapsto a_n z^n))$ qu'on notera en général $(\sum a_n z^n)$

$z \mapsto \sum_{n=0}^{+\infty} a_n z^n$ est la somme de cette série entière.

Définition : Rayon de convergence

Soit $\sum a_n z^n$ une série entière. On appelle rayon de cette série $R = \sup\{|z| \mid z \in \mathbb{C}, (a_n z^n) \text{ est bornée}\}$
Par convention, $R = +\infty$ si cet ensemble n'est pas majoré.

Théorème : Lemme d'Abel

Soit $(\sum a_n z^n)$ une série entière. Soit $z_0 \in \mathbb{C}^*$. Si $(a_n z_0^n)$ est bornée, alors la série $\sum a_n z^n$ converge absolument pour $z \in \mathbb{C}, |z| < |z_0|$

Théorème : Relations de comparaison

Soient $\sum a_n z^n$ et $\sum b_n z^n$ des séries entières de rayons R_a et R_b :

- Si $a_n = o(b_n)$ alors $R_a \geq R_b$
- Si $a_n = \mathcal{O}(b_n)$ alors $R_a \geq R_b$
- Si $a_n \sim b_n$ alors $R_a = R_b$

Théorème : Critère de D'Alembert

Si (a_n) ne s'annule pas à partir d'un certain rang :

si $\left|\frac{a_{n+1}}{a_n}\right| \rightarrow l$ avec $l \in \bar{\mathbb{R}}$, alors $R_a = \frac{1}{l}$

(On prend la convention de $\frac{1}{+\infty} = 0$ et que $\frac{1}{0} = +\infty$)

Théorème : Produit de Cauchy

Pour $\sum a_n z^n$ et $\sum b_n z^n$ deux séries entières de rayons respectifs R_a et R_b

On pose pour $n \in \mathbb{N}$, $c_n = \sum_{k=0}^n a_k b_{n-k}$

La série entière $\sum c_n z^n$ est de rayon de convergence $R \geq \min(R_a, R_b)$ et $\forall z \in \mathbb{C}$ tel que $|z| < \min(R_a, R_b)$, $\sum_{n=0}^{+\infty} c_n z^n = \sum_{n=0}^{+\infty} a_n z^n \sum_{n=0}^{+\infty} b_n z^n$

Théorème : Continuité

La somme d'une série entière est continue sur son disque ouvert de convergence

Théorème :

Soit $(a_n) \in \mathbb{C}^{\mathbb{N}}$, alors les séries entières $\sum a_n z^n$ et $\sum n a_n z^n$ ont même rayon.

Théorème : Corollaire

La somme d'une série entière est \mathcal{C}^∞ sur son intervalle ouvert de convergence
Les dérivées s'obtiennent par dérivation terme à terme

Théorème : Convergence radiale

Soit $(a_n) \in \mathbb{C}^{\mathbb{N}}$, $(\sum a_n z^n)$ de rayon $R > 0$

Si $\sum a_n R^n$ converge alors : $\sum_{n=0}^{+\infty} a_n x^n \rightarrow_{x \rightarrow R} \sum_{n=0}^{+\infty} a_n R^n$ pour $x \in]-R, R[$

Plus précisément, si f définie en R en tant que somme de série entière, alors f continue sur \mathcal{D}_f

II Analyse - intégration

II.1 Intégration - intégrales impropres

Définition :

Soit $f : [a, b[\rightarrow \mathbb{K}$ une fonction continue par morceaux avec $b \in \mathbb{R} \cup \{+\infty\}$

Notons F la fonction :

$$F : \begin{cases} [a, b[& \rightarrow \mathbb{K} \\ x & \mapsto \int_a^x f \end{cases}$$

On dit que $\int_a^b f$ est convergente si $F(x)$ a une limite finie quand x tend vers b .

Dans ce cas, on note :

$$\int_a^b f = \lim_{x \rightarrow b} \int_a^x f$$

Dans le cas contraire, on dit que $\int_a^b f$ est divergente.

Etudier la nature de $\int_a^b f$, c'est étudier si l'intégrale est convergente ou divergente.

Définition :

Soit I un intervalle, f continue par morceaux sur I à valeurs dans \mathbb{K}
 On dit que $\int_I f$ est absolument convergente si $\int_I |f|$ converge.

Théorème :

Soit $a \in \mathbb{R}$, $b \in \mathbb{R} \cup \{+\infty\}$ avec $a < b$. Soit $f \in \mathcal{CM}([a, b[, \mathbb{R})$
 Si f est positive, l'intégrale $\int_a^b f$ converge si, et seulement si, $x \mapsto \int_a^x f$ est majorée.

Théorème :

Soit f continue par morceaux sur un intervalle I .
 Si $\int_I f$ est absolument convergente alors $\int_I f$ est convergente.

Théorème :

Soit $a \in \mathbb{R}$, $b \in \mathbb{R} \cup \{+\infty\}$ avec $a < b$
 Soit $f, g \in \mathcal{CM}([a, b[, \mathbb{R})$ deux fonctions à valeurs positives telles que $0 \leq f \leq g$:
 — Si $\int_a^b g$ converge alors $\int_a^b f$ converge.
 — Si $\int_a^b f$ diverge alors $\int_a^b g$ diverge.

Théorème : Corollaire

Soit $a \in \mathbb{R}$, $b \in \mathbb{R} \cup \{+\infty\}$ avec $a < b$
 Soit $f, g \in \mathcal{CM}([a, b[, \mathbb{R})$ deux fonctions à valeurs positives telles que $f \underset{b}{=} o(g)$ ou $f \underset{b}{=} \mathcal{O}(g)$:
 — Si $\int_a^b g$ converge alors $\int_a^b f$ converge.
 — Si $\int_a^b f$ diverge alors $\int_a^b g$ diverge.

Théorème :

$\int_1^{+\infty} \frac{dt}{t^\alpha}$ converge si, et seulement si, $\alpha > 1$

Théorème :

$\int_0^{+\infty} e^{-\lambda t} dt$ converge si, et seulement si, $\lambda > 0$

Théorème :

$\int_0^1 \frac{dt}{t^\alpha}$ converge si, et seulement si, $\alpha < 1$

Théorème :

$\int_0^1 \ln(t) dt$ converge

Théorème :

Si $a < b$:
 $\int_a^b \frac{dt}{|t-a|^\alpha}$ converge si, et seulement si, $\alpha < 1$

Théorème :

Si $a > b$: $\int_b^a \frac{dt}{|b-t|^\alpha}$ converge si, et seulement si, $\alpha < 1$

II.2 Propriétés des intégrales

Théorème : Sommes de Riemann

Si f est continue sur $[a, b]$, alors :

$$\frac{b-a}{n} \sum_{k=0}^{n-1} f\left(a + k \frac{b-a}{n}\right) \xrightarrow{n \rightarrow +\infty} \int_a^b f(t) dt$$

Théorème : Propriétés des intégrales impropres

- Linéarité : si I un intervalle, f, g continues par morceaux sur I d'intégrales convergentes sur I , $\lambda \in \mathbb{K}$, alors :

$$\int_I f + \lambda g \text{ converge et } \int_I f + \lambda g = \int_I f + \lambda \int_I g$$

- Positivité : si f continue par morceaux sur I réelle positive, d'intégrale sur I convergente, alors $\int_I f \geq 0$
- Croissance : si f et g sont continues par morceaux sur I réelles positives d'intégrales sur I convergentes avec $f \leq g$, alors $\int_I f \leq \int_I g$
- Inégalité triangulaire : si f continue par morceaux sur I intégrable sur I , alors $|\int_I f| \leq \int_I |f|$
- Positivité améliorée : si I un intervalle, f continue réelle positive sur I d'intégrale sur I convergente, alors $\int_I f = 0 \Rightarrow \forall x \in I, f(x) = 0$
- Relation de Chasles : Soit I un intervalle, soit $f \in \mathcal{CM}(I, \mathbb{K})$. Soit a, b, c dans l'adhérence de I dans $\mathbb{R} \cup \{+\infty\}$
Si $\int_I f$ converge, alors $\int_a^c f, \int_c^b f$ et $\int_a^b f$ convergent et

$$\int_a^b f = \int_a^c f + \int_c^b f$$

- Intégration par parties : Avec $f, g \in \mathcal{C}^1$ sur $]a, b[$, si fg a une limite en a^+ et en b^- alors $\int_a^b f(t)g'(t)dt$ et $\int_a^b f'(t)g(t)dt$ sont de même nature et en cas de convergence :

$$\int_a^b f(t)g'(t)dt = [f(t)g(t)]_a^b - \int_a^b f'(t)g(t)dt$$

- Changement de variables : Soient a, b, α, β tels que $-\infty \leq a < b \leq +\infty, -\infty \leq \alpha < \beta \leq +\infty$
Soit $f \in]a, b[\rightarrow \mathbb{K}$ une fonction continue.
Soit $\varphi :]\alpha, \beta[\rightarrow]a, b[$ une fonction bijective, strictement croissante et de classe \mathcal{C}^1
Les intégrales $\int_a^b f(t)dt$ et $\int_\alpha^\beta (f \circ \varphi)(u)\varphi'(u)du$ sont de même nature, et en cas de convergence

$$\int_a^b f(t)dt = \int_\alpha^\beta (f \circ \varphi)(u)\varphi'(u)du$$

Théorème : Intégration des ordres de grandeur

Soit $a \in \mathbb{R}$ et $b \in \mathbb{R} \cup \{+\infty\}$ avec $a < b$

Soit $f \in \mathcal{CM}([a, b[, \mathbb{K})$

Soit $\varphi \in \mathcal{CM}([a, b[, \mathbb{R})$ une fonction positive sur $[a, b[$

- Si φ est intégrable :
 - Si $f =_b \mathcal{O}(\varphi)$ alors f est intégrable sur $[a, b[$ et $\int_x^b f =_b \mathcal{O}(\int_x^b \varphi)$
 - Si $f =_b o(\varphi)$ alors f est intégrable sur $[a, b[$ et $\int_x^b f =_b o(\int_x^b \varphi)$
 - Si $f \sim_b \varphi$ alors f est intégrable sur $[a, b[$ et $\int_x^b f \sim_b \int_x^b \varphi$
- Si φ n'est pas intégrable :
 - Si $f =_b \mathcal{O}(\varphi)$ alors $\int_a^x f =_b \mathcal{O}(\int_a^x \varphi)$
 - Si $f =_b o(\varphi)$ alors $\int_a^x f =_b o(\int_a^x \varphi)$
 - Si $f \sim_b \varphi$ alors f n'est pas intégrable sur $[a, b[$ et $\int_a^x f \sim_b \int_a^x \varphi$

II.3 Intégration - théorèmes de Lebesgues

Théorème : de convergence dominée

Soit (f_n) une suite de fonctions continues par morceaux de I intervalle de \mathbb{R} dans \mathbb{K} . On suppose que :

- La suite (f_n) converge simplement sur I vers une fonction f continue par morceaux
- Il existe une fonction φ positive et intégrable sur I telle que

$$\forall n \in \mathbb{N}, |f_n| \leq \varphi \text{ (hypothèse de domination)}$$

Alors les fonctions f_n pour $n \in \mathbb{N}$ et la fonction f sont intégrables sur I et

$$\int_I f_n \rightarrow \int_I f$$

Théorème : Intégration terme à terme positive

Soit I une intervalle, soit (u_n) une suite de fonctions définies de I dans \mathbb{R}_+^* . On suppose que :

- Pour tout $n \in \mathbb{N}$, u_n est continue par morceaux et intégrable sur I
- $(\sum u_n)$ converge simplement
- $\sum_{n=0}^{+\infty} u_n$ est continue par morceaux sur I .

Alors :

$$\int_I \sum_{n=0}^{+\infty} u_n = \sum_{n=0}^{+\infty} \int_I u_n$$

Théorème : Intégration terme à terme

Soit I un intervalle

Soit (u_n) une suite de fonctions à valeur dans \mathbb{K} . On suppose que :

- Pour tout entier $n \in \mathbb{N}$, u_n est continue par morceaux et intégrable sur I
- La série $\sum u_n$ converge simplement et $\sum_{n=0}^{+\infty} u_n$ est continue par morceaux sur I
- La série $\sum \int_I |u_n|$ converge

Alors $\sum_{n=0}^{+\infty} u_n$ est intégrable sur I et

$$\int_I \sum_{n=0}^{+\infty} u_n = \sum_{n=0}^{+\infty} \int_I u_n$$

Théorème : échange des limites non-discrètes

Soient I, J deux intervalles de \mathbb{R} , f une fonction définie sur $J \times I$ à valeurs dans \mathbb{K} . Soit λ_0 dans l'adhérence de J ($\in \bar{J}$). On suppose que :

- pour tout $\lambda \in J$, la fonction $t \mapsto f(\lambda, t)$ est continue par morceaux sur I
- il existe une fonction l continue par morceaux de I dans \mathbb{K} telle que pour tout $t \in I$, $\lim_{\lambda \rightarrow \lambda_0} f(\lambda, t) = l(t)$
- Il existe une fonction φ continue par morceaux positive et intégrable sur I telle que :
 $\forall (\lambda, t) \in J \times I, |f(\lambda, t)| \leq \varphi(t)$ (hypothèse de domination)

Alors les fonctions $t \mapsto f(\lambda, t)$ (pour tout $\lambda \in J$) et la fonction l sont intégrables sur I et :

$$\lim_{\lambda \rightarrow \lambda_0} \int_I f(\lambda, t) dt = \int_I l(t) dt$$

Théorème : Autre formulation

Soit I et J deux intervalles de \mathbb{R} , $(f_\lambda)_{\lambda \in J}$ une famille de fonctions définies sur I dans \mathbb{K} . Soit λ_0 dans l'adhérence de J (dans \bar{J}). On suppose que :

- pour tout $\lambda \in J$, la fonction f_λ est continue par morceaux sur I
- il existe une fonction l continue par morceaux de I dans \mathbb{K} telle que pour tout $t \in I$,
 $\lim_{\lambda \rightarrow \lambda_0} f_\lambda(t) = l(t)$
- il existe une fonction φ continue par morceaux, positive et intégrable sur I telle que
 $\forall (\lambda, t) \in J \times I, |f_\lambda(t)| \leq \varphi(t)$ (hypothèse de domination)

Alors les fonctions f_λ (pour $\lambda \in J$) et l sont intégrables sur I et

$$\lim_{\lambda \rightarrow \lambda_0} \int_I f_\lambda = \int_I l$$

Théorème : Continuité dominée

Soit A une partie d'un EVN de dimension finie, I un intervalle de \mathbb{R} , f une fonction définie sur $A \times I$ à valeurs dans \mathbb{R} . On suppose que :

- pour tout $x \in A$, la fonction $t \mapsto f(x, t)$ est continue par morceaux sur I
- pour tout $t \in I$, la fonction $x \mapsto f(x, t)$ est continue sur A
- il existe une fonction φ continue par morceaux, positive et intégrable sur I telle que

$$\forall (x, t) \in A \times I, |f(x, t)| \leq \varphi(t) \text{ (hypothèse de domination)}$$

Alors, pour tout $x \in A$, la fonction $t \mapsto f(x, t)$ est intégrable sur I et la fonction

$$g : \begin{cases} A & \rightarrow \mathbb{K} \\ x & \mapsto \int_I f(x, t) dt \end{cases}$$

est continue.

Théorème : Extension

Si l'hypothèse de domination est satisfaite au voisinage d'un point a de A , on peut en conclure la continuité de $x \mapsto \int_I f(x, t) dt$ en a

Si A est un intervalle de \mathbb{R} , et que l'hypothèse de domination est satisfaite sur tout segment de A , alors

$$g : \begin{cases} A & \rightarrow \mathbb{K} \\ x & \mapsto \int_I f(x, t) dt \end{cases} \text{ est continue}$$

Théorème : Dérivabilité

Soit I et J deux intervalles de \mathbb{R} , f une fonction définie sur $J \times I$ à valeurs dans \mathbb{K} . On suppose que :

- pour tout $x \in J$, la fonction $t \mapsto f(x, t)$ est continue par morceaux et dérivable sur I
- la fonction f admet sur $J \times I$ une dérivée partielle par rapport à la première variable, $\frac{\partial f}{\partial x}$
- la fonction $\frac{\partial f}{\partial x}$ vérifie les hypothèses du théorème 36 :

- pour tout $x \in J$, la fonction $t \mapsto \frac{\partial f}{\partial x}(x, t)$ est continue par morceaux sur I

- pour tout $t \in I$, la fonction $x \mapsto \frac{\partial f}{\partial x}(x, t)$ est continue sur J

- il existe une fonction φ continue par morceaux, positive et intégrable sur I telle que

$$\forall (x, t) \in J \times I, \left| \frac{\partial f}{\partial x}(x, t) \right| \leq \varphi(t) \text{ (hypothèse de domination)}$$

Alors pour tout $x \in J$, la fonction $t \mapsto \frac{\partial f}{\partial x}(x, t)$ est intégrable sur I ,

la fonction $g : x \mapsto \int_I f(x, t) dt$ est de classe \mathcal{C}^1 sur J et vérifie :

$$\forall x \in J, g'(x) = \int_I \frac{\partial f}{\partial x}(x, t) dt$$

Théorème : Classe d'une intégrale à paramètre

Soit I et J deux intervalles de \mathbb{R} , f une fonction définie sur $J \times I$ à valeurs dans \mathbb{K} et $k \in \mathbb{N}^*$. On suppose que :

- pour tout $j \in \llbracket 0, k \rrbracket$, la fonction f admet sur $J \times I$ une dérivée partielle d'ordre j par rapport à la première variable, $\frac{\partial^j f}{\partial x^j}$
- pour tout $j \in \llbracket 0, k-1 \rrbracket$, pour tout $x \in J$, la fonction $\frac{\partial^j f}{\partial x^j}(x, t)$ est continue par morceaux et intégrable sur I
- pour tout $t \in I$, pour tout $j \in \llbracket 0, k \rrbracket$, $x \mapsto \frac{\partial^j f}{\partial x^j}(x, t)$ est continue sur J
- pour tout segment K inclus dans J , il existe une fonction φ_K continue par morceaux, positive et intégrable sur I telle que

$$\forall (x, t) \in K \times I, \left| \frac{\partial^k f}{\partial x^k}(x, t) \right| \leq \varphi_K(t) \text{ (hypothèse de domination sur tout segment)}$$

Alors, pour tout $x \in J$, la fonction $t \mapsto \frac{\partial^k f}{\partial x^k}(x, t)$ est intégrable sur I , la fonction $g : x \mapsto \int_I f(x, t) dt$ est de classe \mathcal{C}^k sur J et vérifie

$$\forall x \in J, g^{(k)}(x) = \int_I \frac{\partial^k f}{\partial x^k}(x, t) dt$$

III Analyse - différentiation

III.1 Les équations différentielles

Définition : Premier ordre

Soit I un intervalle, soit E un \mathbb{K} -ev de dimension finie.

Soit a une application continue de I dans $\mathcal{L}(E)$

Soit b une application continue de I dans E

On appelle $y' + a \cdot y = b$ équation différentielle linéaire du premier ordre normalisée.

Ses solutions sont les fonctions $y \in \mathcal{D}(I, E)$ vérifiant $\forall t \in I, y'(t) + a(t) \cdot y(t) = b(t)$

Définition : Traduction matricielle

Avec les notations ci-dessus, on fixe une base \mathcal{B} de E .

$\forall t \in I, Y(t) = \text{Mat}_{\mathcal{B}} y(t) \Rightarrow Y'(t) = \text{Mat}_{\mathcal{B}} y'(t) \in \mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{K})$

$A(t) = \text{Mat}_{\mathcal{B}} a(t) \in \mathcal{M}_n(\mathbb{K})$

$B(t) = \text{Mat}_{\mathcal{B}} b(t) \in \mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{K})$

L'équation devient :

$$Y'(t) = A(t)Y(t) + B(t)$$

Définition : Equation homogène associée

Avec $(E_q) : y' + a \cdot y = b$

(où $a \in \mathcal{C}(I, \mathcal{L}(E))$ et $b \in \mathcal{C}(I, E)$)

L'équation homogène associée est :

$$(H) : y' + a \cdot y = 0$$

Théorème : Résolution de l'équation différentielle linéaire normalisée à coefficients constants

Notons $\forall t \in I, y'(t) = a \cdot y(t)$, où $a \in \mathcal{L}(E)$

L'ensemble des solutions de cette équation est : $\{t \mapsto \exp(ta) \cdot x \mid x \in E\}$

plus précisément, la solution du problème de Cauchy $\begin{cases} y' = a \cdot y \\ y(t_0) = x_0 \end{cases}$ est $t \mapsto \exp((t - t_0)a) \cdot x_0$

Théorème : Superposition

(E_{q_1}) et (E_{q_2}) deux équations de même équation homogène associé et $\lambda \in \mathbb{K}$:

$$(E_{q_1}) : y' + a(t) \cdot y = b_1$$

$$(E_{q_2}) : y' + a(t) \cdot y = b_2$$

$$(E_{q_+}) : y' + a(t) \cdot y = b_1 + b_2$$

$$(E_{q_\lambda}) : y' + a(t) \cdot y = \lambda b_1$$

Si $y_1 \in S_{E_{q_1}}$ et $y_2 \in S_{E_{q_2}}$, alors :

$$y_1 + y_2 \in S_{E_{q_+}}$$

et

$$\lambda y_1 \in S_{E_{q_\lambda}}$$

Théorème : Cauchy-Lipschitz linéaire

Soit I un intervalle de \mathbb{R}

Soit E un \mathbb{K} -ev de dimension finie

Soit (E_q) une équation différentielle linéaire normalisée $y' + a \cdot y = b$

Soit $t_0 \in I$, $y_0 \in E$, alors :

Il existe une unique solution f de (E_q) vérifiant :

$$f(t_0) = y_0$$

Théorème : Corollaire

Si I est un intervalle et $(H) : y' = a \cdot y$ une équation différentielle linéaire **normalisée**

L'ensemble des solutions de (H) sur I à valeurs dans E est un \mathbb{K} -ev de dimension $\dim E$

Théorème : Variation des constantes

Soit I un intervalle, (E_q) une équation différentielle linéaire normalisée $y' = a \cdot y + b$

(H) l'équation homogène associée.

Si (u_1, \dots, u_p) est une base de S_H

Alors (E_q) possède une solution particulière de la forme $t \mapsto \lambda_1(t) + \dots + \lambda_p(t)u_p(t)$

où $\lambda_1, \dots, \lambda_p$ sont des fonctions dérivables à valeurs dans \mathbb{K}

III.2 Calcul différentiel - différentiabilité et classe

Définition :

Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans F et a un point de U .

On dit que f est différentiable au point a s'il existe une application $u \in \mathcal{L}(E, F)$ telle qu'au voisinage de 0 :

$$f(a + h) = f(a) + u(h) + o(h)$$

Dans ce cas, une telle application linéaire u est unique, on la note $df(a)$ et on l'appelle différentielle de f en a .

On l'appelle aussi application linéaire tangente à f en a .

Définition :

Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans F . Si f est différentiable en tout point de U , on dit que f est différentiable sur U et on appelle différentielle de f sur U l'application :

$$df : \begin{cases} U & \rightarrow \mathcal{L}(E, F) \\ a & \mapsto df(a) \end{cases}$$

Théorème :

Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans F et $a \in U$. Si f est différentiable en a , alors f est continue en a .

Théorème :

Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans F et $a \in U$.

Si f est différentiable en a , alors f est dérivable en a selon tout vecteur $v \in E$ et :

$$D_v f(a) = df(a) \cdot v$$

Théorème : Corollaire

Soit $\mathcal{B} = (e_1, \dots, e_n)$ une base de E . Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans F et $a \in U$.

Si f est différentiable en a , alors f admet des dérivées partielles (dans la base \mathcal{B}) et pour $v = \sum_{i=1}^n v_i e_i \in E$:

$$D_v f(a) = df(a) \cdot v = \sum_{i=1}^n v_i \partial_i f(a)$$

Définition : Matrice Jacobienne

Si $E = \mathbb{R}^m$ et $F = \mathbb{R}^n$. Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans F différentiable sur U . Soit $a \in U$. La matrice, dans les bases canoniques, de l'application linéaire $df(a)$ est :

$$J_f(a) = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1}(a) & \frac{\partial f_1}{\partial x_2}(a) & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_m}(a) \\ \frac{\partial f_2}{\partial x_1}(a) & \frac{\partial f_2}{\partial x_2}(a) & \cdots & \frac{\partial f_2}{\partial x_m}(a) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1}(a) & \frac{\partial f_n}{\partial x_2}(a) & \cdots & \frac{\partial f_n}{\partial x_m}(a) \end{pmatrix}$$

et est appelée matrice jacobienne de f en a .

Théorème : Différentielle d'une combinaison linéaire

Soit f et g deux fonctions définies d'un ouvert U dans F , différentiables sur U . Soit λ, μ deux réels. La fonction $\lambda f + \mu g$ est différentiable sur U et :

$$d(\lambda f + \mu g) = \lambda df + \mu dg$$

Théorème : Différentielle d'une application bilinéaire

Soit E, F, G, H quatre espaces vectoriels normés de dimension finie et U un ouvert de E . Soit f (respectivement g) une fonction définie de U dans F (respectivement G) et différentiable sur U . Soit B une application bilinéaire définie de $F \times G$ dans H .

La fonction $B(f, g) : x \mapsto B(f(x), g(x))$ est différentiable sur U et :

$$d(B(f, g)) = B(df, g) + B(f, dg)$$

Théorème : Différentielle d'une composée

Soit E, F, G trois espaces vectoriels normés de dimension finie et U un ouvert de E . Soit f une fonction définie de U dans F , différentiable sur U . Soit g une fonction définie de V dans G , avec V un ouvert de F contenant $f(U)$, différentiable sur V . La fonction $g \circ f$ est différentiable sur U et, pour tout $a \in U$,

$$d(g \circ f)(a) = dg(f(a)) \circ df(a)$$

Théorème : Règle de la chaîne

Soit m, p, n des entiers naturels non nuls.

Soit f une application différentiable sur U un ouvert de \mathbb{R}^m et à valeurs dans \mathbb{R}^p .

Soit g une application différentiable sur V un ouvert de \mathbb{R}^p contenant $f(U)$ et à valeurs dans \mathbb{R}^n .

On note f_1, \dots, f_p les fonctions composantes de f et on pose $h = g \circ f$.

On a donc le schéma suivant :

$$\begin{array}{ccccc} \mathbb{R}^m & \xrightarrow{f} & \mathbb{R}^p & \xrightarrow{g} & \mathbb{R}^n \\ (x_1, \dots, x_m) & \mapsto & (f_1, \dots, f_p) & \mapsto & (g_1, \dots, g_n) \end{array}$$

Soit $x = (x_1, \dots, x_m) \in U$. Pour $j \in \llbracket 1, m \rrbracket$ et $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$:

$$\frac{\partial (g \circ f)_i}{\partial x_j}(x) = \sum_{k=1}^p \frac{\partial g_i}{\partial f_k}(f(x)) \cdot \frac{\partial f_k}{\partial x_j}(x)$$

$$\partial_j h(x) = \sum_{k=1}^p \partial_k g(f(x)) \partial_j f_k(x)$$

Ou encore, avec une notation plus abusive :

$$\frac{\partial g_i}{\partial x_j} = \sum_{k=1}^p \frac{\partial f_k}{\partial x_j} \frac{\partial g_i}{\partial f_k}$$

Définition :

Une application f d'un ouvert U dans F est dite de classe \mathcal{C}^1 si elle est différentiable sur U et si df est continue sur U

(i.e. $\begin{array}{ccc} U & \rightarrow & \mathcal{L}(E, F) \\ x & \mapsto & df(x) \end{array}$ continue)

Théorème : de Schwarz

Soit \mathcal{B} une base de E et soit f définie d'un ouvert U dans F .

Si f est de classe \mathcal{C}^2 alors :

$$\forall i, j \in \llbracket 1, n \rrbracket^2, \partial_i \partial_j f = \partial_j \partial_i f$$

Théorème :

Soit \mathcal{B} une base de E . Soit f une application définie d'un ouvert U dans F .

L'application f est de classe \mathcal{C}^1 sur U si, et seulement si, les dérivées partielles relativement à la base \mathcal{B} existent en tout point de U et sont continues sur U .

Théorème : Classe d'une combinaison linéaire

Soit f et g deux fonctions de U dans F de classe \mathcal{C}^k . Soit λ, μ deux réels.

La fonction $\lambda f + \mu g$ est de classe \mathcal{C}^k sur U .

Théorème : Classe d'une application bilinéaire

Soit E, F, G, H quatre espaces vectoriels normés de dimension finie et U un ouvert de E .
 Soit f une fonction définie de U dans F de classe \mathcal{C}^k .
 Soit g une fonction définie de U dans G de classe \mathcal{C}^k .
 Soit B une application bilinéaire définie de $F \times G$ dans H .
 La fonction $B(f, g)$ est de classe \mathcal{C}^k sur U .

Théorème : Classe d'un produit scalaire

Supposons que F est un espace vectoriel euclidien. Soit f et g deux applications de classe \mathcal{C}^1 de U dans F .

La fonction $\begin{cases} U & \rightarrow \mathbb{R} \\ t & \mapsto \langle f(t), g(t) \rangle \end{cases}$ est \mathcal{C}^1

Théorème : Classe d'un produit

Soit f et g deux applications de classe \mathcal{C}^1 d'un ouvert U dans \mathbb{R} . La fonction fg est \mathcal{C}^1 .

Théorème : Classe d'une composée

Soit E, F, G trois espaces vectoriels normés de dimension finie et U un ouvert de E .
 Soit f une fonction définie de U dans F de classe \mathcal{C}^k sur U .
 Soit g une fonction définie de V un ouvert de F contenant $f(U)$ dans G et de classe \mathcal{C}^k sur V .
 La fonction $g \circ f$ est de classe \mathcal{C}^k sur U .

Théorème : Dérivée le long d'un arc

Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans F . Soit γ une application définie sur un intervalle d'intérieur non-vide I de \mathbb{R} et à valeurs dans U .

Si γ est dérivable en t et si f est différentiable en $\gamma(t)$, alors $f \circ \gamma$ est dérivable en t et :

$$(f \circ \gamma)'(t) = df(\gamma(t)) \cdot \gamma'(t)$$

Théorème : Intégrale le long d'un arc

Si f est une application de classe \mathcal{C}^1 d'un ouvert U dans F , si γ est une application de classe \mathcal{C}^1 de $[0, 1]$ dans U , si $\gamma(0) = a$, $\gamma(1) = b$, alors :

$$f(b) - f(a) = \int_0^1 df(\gamma(t)) \cdot \gamma'(t) dt$$

III.3 Calcul différentiel - optimisation

Définition :

Soit f une fonction définie et différentiable sur un ouvert U et à valeurs dans \mathbb{R} . Soit $a \in U$.
 On appelle gradient de f en a et on note $\nabla f(a)$ l'unique vecteur de E tel que :

$$\forall h \in E, df(a) \cdot h = \langle \nabla f(a), h \rangle$$

Théorème : Interprétation géométrique du gradient

Pour h un vecteur de E , $D_h f(a) = df(a) \cdot h = \langle \nabla f(a), h \rangle$.

Si $\nabla f(a) \neq 0$, il est colinéaire et de même sens que le vecteur unitaire selon lequel la dérivée de f en a est maximale.

Théorème : Formule du gradient

Soit f une fonction définie et différentiable sur un ouvert U et à valeurs dans \mathbb{R} . Soit $a \in U$.

Dans (e_1, \dots, e_n) une base orthonormale de E , $\nabla f(a)$ s'écrit $\nabla f(a) = \sum_{i=1}^n \partial_i f(a) \cdot e_i$

Théorème : Constance sur un connexe

Si f est une application d'un ouvert U dans F .

Si U est connexe par arcs, la fonction f est constante sur U si, et seulement si, elle est différentiable sur U et si $df = 0$

Définition :

Si X est une partie de E et x un point de X , un vecteur v de E est tangent à X en x s'il existe $\varepsilon > 0$ et un arc γ défini sur $] -\varepsilon, \varepsilon[$, dérivable en 0, à valeurs dans X , tels que $\gamma(0) = x$ et $\gamma'(0) = v$.
On note $T_x X$ l'ensemble des vecteurs tangents à X en x . C'est un espace vectoriel.

Théorème :

Soit E un espace vectoriel euclidien. Soit f une fonction définie d'un ouvert U dans \mathbb{R} , de classe \mathcal{C}^1 .
Soit X une ligne de niveau de f . Soit $x_0 \in X$ de X .

Si $df(x_0) \neq 0$, alors :

$$T_{x_0} X = \ker(df(x_0)) = (\nabla f(x_0))^\perp$$

Théorème :

Soit f une fonction définie sur un ouvert U et à valeurs dans \mathbb{R} et $a \in U$.

Si f admet un extremum local en a et si f est différentiable en a , alors $df(a) = 0$.
(i.e. a est un point critique de f)

Théorème : optimisation sous une contrainte

Si f et g sont des fonctions numériques définies et de classe ∞^1 sur l'ouvert Ω de E , si X est l'ensemble des zéros de g , si $x \in X$ et $dg(x) \neq 0$ et si la restriction de f à X admet un extremum local en x , alors $df(x)$ est colinéaire à $dg(x)$.

Preuve

Ici, on a que $T_x X = \ker dg(x)$ (théorème admis)

$df(x)$ et $dg(x)$ sont des formes linéaires telles que $\ker dg(x) \subset \ker df(x)$

Et donc $df(x) = \lambda dg(x)$

$X = g^{-1}(\{0\})$, $dg(x) \neq 0$ et $f|_X$ admet une différentielle en x

Ici, $T_x X = \ker dg(x)$ et de plus, $\ker dg(x) \subset \ker df(x)$ par le théorème précédent, comme $f|_X$ admet un extrémum en x

Si $df(x) = 0$: $df(x) = 0dg(x)$

Sinon : $\ker df(x)$ est un hyperplan (parce que $df(x)$ est une forme linéaire), donc $\ker df(x) = \ker dg(x)$ puisque $\ker dg(x)$ est de dimension 1 en tant que gradient d'un vecteur

On a quelques résultats très utiles sur une fonction \mathcal{C}^2 .

Définition :

Soit f une fonction de classe \mathcal{C}^2 sur un ouvert U de \mathbb{R}^n euclidien, à valeurs réelles. Soit $x \in U$. La matrice hessienne de f en x est la matrice symétrique :

$$H_f(x) = (\partial^2 f_{i,j}(x))_{(i,j) \in \llbracket 1, n \rrbracket^2}$$

Théorème : Formule de Taylor-Young à l'ordre 2

Soit f une fonction de classe \mathcal{C}^2 sur un ouvert U de \mathbb{R}^n euclidien, à valeurs réelles. Soit $x \in U$.

$$f(x+h) =_{h \rightarrow 0} f(x) + \langle \nabla f(x), h \rangle + \frac{1}{2} \langle H_f(x) \cdot h, h \rangle + o(\|h\|^2)$$

$$f(x+h) =_{h \rightarrow 0} f(x) + \nabla f(x)^\top h + \frac{1}{2} h^\top H_f(x) \cdot h + o(\|h\|^2)$$

Théorème : Interprétation de la Hessienne

Si $f : U \subset E \rightarrow \mathbb{R}$ est \mathcal{C}^2 avec x_0 un point critique de f .

- Si $H_f(x_0) \in \mathcal{S}_p^{++}(\mathbb{R})$, f a un minimum local.
- Si $-H_f(x_0) \in \mathcal{S}_p^{++}(\mathbb{R})$, f a un maximum local.
- Si $H_f(x_0)$ possède une valeur propre strictement négative ($H_f \notin \mathcal{S}_p^+(\mathbb{R})$), alors f n'a pas de minimum en x_0 .
- Si $H_f(x_0)$ possède une valeur propre strictement positive ($-H_f \notin \mathcal{S}_p^+(\mathbb{R})$), alors f n'a pas de maximum en x_0 .

III.4 Hors programme - Différentielle d'un inverse

Théorème : Dans \mathbb{R}

Si f dérivable bijective d'un intervalle I sur un intervalle J , si f' ne s'annule pas alors f^{-1} est dérivable et :

$$(f^{-1})' = \frac{1}{f' \circ f^{-1}}$$

Théorème : Dans le cas général

Si f est différentiable bijective d'un ouvert U sur un ouvert V , et si f^{-1} est différentiable
Alors $\dim E = \dim F$ et :

$$\begin{cases} \forall x \in U, df^{-1}(f(x)) = df(x)^{-1} \\ \forall x \in V, df^{-1}(x) = df(f^{-1}(x)) \end{cases}$$

Théorème :

Si f est différentiable bijective d'un ouvert U sur un ouvert V

Soit $x \in U$ tel que $df(x)$ est bijective.

Alors f^{-1} est différentiable en $f(x)$ et :

$$df^{-1}(f(x)) = (df(x))^{-1}$$

IV Algèbre

IV.1 Espaces vectoriels normés

Ce chapitre a beaucoup de définitions qui lui sont propres.

Définition : Norme

Soit E un \mathbb{K} -ev. Soit φ une application de E dans \mathbb{R}_+ . On dit que φ est une norme si elle vérifie :

1. $\forall u \in E, \varphi(u) = 0 \Rightarrow u = 0$ (on dit que l'application est définie)
2. homogénéité : $\forall \lambda \in \mathbb{K}, \forall u \in E, \varphi(\lambda u) = |\lambda| \varphi(u)$
3. inégalité triangulaire : $\forall u, v \in E, \varphi(u + v) \leq \varphi(u) + \varphi(v)$

Définition : Distance

Soit E un EVN. On appelle distance associée à la norme sur E l'application :

$$d : \begin{cases} E & \rightarrow \mathbb{R}_+ \\ (x, y) & \mapsto \|x - y\| \end{cases}$$

Une distance définit un espace métrique.

Définition : Normes équivalentes

Soit E un espace vectoriel, et $\|\cdot\|_1, \|\cdot\|_2$ deux normes sur E . On dit que $\|\cdot\|_1$ et $\|\cdot\|_2$ sont équivalentes si : $\exists \alpha, \beta \in \mathbb{R}_+^*, \forall x \in E, \alpha \|x\|_1 \leq \|x\|_2 \leq \beta \|x\|_1$, ou si $x \neq 0 : \alpha \leq \frac{\|x\|_2}{\|x\|_1} \leq \beta$

Remarque IV.1. Toutes les notions topologiques qui suivent sont invariantes par changement de normes équivalentes. En dimension finie, on a même que ce sont des notions qui ne dépendent pas d'une norme.

Définition : Point intérieur

Soit $A \subset E$ et $a \in A$, on dit que a est intérieur à A si $\exists \alpha \in \mathbb{R}_+^*, \mathcal{B}(a, \alpha) \subset A$

Définition : Intérieur

Soit $A \subset E$, on appelle intérieur de A l'ensemble des points intérieurs de A , noté $\overset{\circ}{A}$; on a donc $\overset{\circ}{A} \subset A$

Définition : Ouvert

Soit $A \subset E$, on dit que A est ouvert si tous les points de A sont intérieurs (ou si A contient un voisinage de chacun de ses points), ce qui signifie $A \subset \overset{\circ}{A}$

Définition : Point adhérent

Soit $A \subset E$ et $x \in E$, on dit que x est adhérent à A si : $\forall \alpha \in \mathbb{R}_+^*, \mathcal{B}(x, \alpha) \cap A \neq \emptyset$

Définition : Adhérence

Soit $A \subset E$, on appelle adhérence de A l'ensemble des points adhérents à A , noté \bar{A} . On notera que $A \subset \bar{A}$

Définition : Fermé

Si $A \subset E$, A est fermé si $\bar{A} = A$ (donc que $\bar{A} \subset A$), donc que A contient tous les points qui lui sont adhérents.

Définition : Compact

Soit E un EVN, soit $A \subset E$. On dit que A est compact si de toute suite de A , on peut extraire une suite convergente dans A .

Théorème : Deuxième forme de l'inégalité triangulaire

Soit E un EVN, $\forall x, y \in E, |||x|| - ||y||| \leq ||x \pm y|| \leq ||x|| + ||y||$

Théorème : L'équivalence des normes

Toutes les normes sont équivalentes en dimension finie

Théorème : Réunion et intersection d'ouverts

Avec E un EVN, $(O_i)_{i \in I}$ une famille d'ouverts de E , on a que :

- $\cup_{i \in I} O_i$ est un ouvert
- $\cap_{i \in I} O_i$ est un ouvert à condition que I soit fini

Théorème : Caractérisation séquentielle de l'adhérence

Soient $A \subset E, x \in E$, alors x est adhérent à A si, et seulement si, $\exists (a_n) \in A^{\mathbb{N}}, (a_n) \rightarrow x$

Théorème : Caractérisation séquentielle des fermés

Soit $A \subset E$, A est fermé si, et seulement si, pour toute suite d'éléments de A convergente vers l , $l \in A$. ie $\forall (a_n) \in A^{\mathbb{N}}, (a_n) \rightarrow l \Rightarrow l \in A$

Théorème : Complémentarité d'un ouvert

Soit E un EVN et $A \subset E$, alors A est fermé si, et seulement si, $\mathcal{C}_E A$ est ouvert.

Théorème : Compacts

Dans un espace de dimension finie E , les compacts sont les fermés bornés.

IV.2 Limites dans un EVN

Définition : Limite

Soient E, F deux EVN, et $A \subset E$. Soit $f \in \mathcal{F}(A, F)$, $x_0 \in \bar{A}$. Soit $l \in F$. On dit que f converge vers l en x_0 si :

$$\forall \varepsilon \in \mathbb{R}_+^*, \exists \alpha \in \mathbb{R}_+^*, \forall x \in \mathcal{B}(x_0, \alpha) \cap A, f(x) \in \mathcal{B}(l, \varepsilon)$$

On notera $f \rightarrow_{x_0} l$ ou $f(x) \rightarrow_{x \rightarrow x_0} l$ (notation plus abusive) ou $\lim f = l$ (notation plus adaptée à une conclusion) et $\lim_{x \rightarrow x_0} f(x) = l$.

Définition : Continuité

Soit $f \in \mathcal{F}(A, F)$ avec $A \subset E$ et E, F deux EVN. Soit $a \in A$, on dit que f est continue en a si $f \rightarrow_a f(a)$.

Définition : Uniforme continuité

Soit $f \in \mathcal{F}(A, F)$ où $A \subset E$ avec E, F deux EVN. On dit que f est uniformément continue si :

$$\forall \varepsilon \in \mathbb{R}_+^*, \exists \eta \in \mathbb{R}_+^*, \forall x, y \in A, \|x - y\| < \eta \Rightarrow \|f(x) - f(y)\| < \varepsilon$$

Définition : Fonctions lipschitziennes

Soit $f \in \mathcal{F}(A, F)$, où $A \subset E$ avec E, F EVN. Soit $k \in \mathbb{R}_+^*$. On dit que f est k -lipschitzienne si :

$$\forall x, y \in A, \|f(x) - f(y)\| \leq k\|x - y\|$$

Définition : Norme triple

Soit E, F deux EVN, on appelle $\mathcal{L}_C(E, F)$ l'ensemble des applications linéaires continues de E dans F .

Alors $\mathcal{L}_C(E, F)$ est un espace vectoriel normé pour la norme

$$\varphi \mapsto \|\varphi\| = \sup_{x \in E, x \neq 0} \frac{\|\varphi(x)\|_F}{\|x\|_E} = \sup_{x \in E, \|x\|=1} \|\varphi(x)\|$$

Théorème : Union d'applications d'extraction

Si φ, ψ sont deux applications de \mathbb{N} dans \mathbb{N} strictement croissantes vérifiant $\varphi(\mathbb{N}) \cup \psi(\mathbb{N}) = \mathbb{N}$, si $(u_{\varphi(n)})$ et $(u_{\psi(n)})$ convergent vers l , alors u_n est convergente de limite l .

Théorème : Bolzano-Weierstrass

De toute suite bornée dans un \mathbb{K} -ev de dimension finie on peut extraire une suite convergente.

Définition : Convergence

Soit E un EVN sur \mathbb{K} , soit $(u_n) \in E^{\mathbb{N}}$. Soit $l \in E$. On dit que (u_n) converge vers l si $(\|u_n - l\|) \rightarrow 0$.
On peut aussi écrire :

$$\forall \varepsilon \in \mathbb{R}_+^*, \exists n_0 \in \mathbb{N}, \forall n \in \mathbb{N}, n \geq n_0 \Rightarrow u_n \in \mathcal{B}(l, \varepsilon)$$

On parle de suites convergentes et de limites (notées $\lim(u_n) = l$ et $(u_n) \rightarrow l$) dans un EVN

Théorème : Convergence des suites extraites

Si une suite $(u_n) \in E^{\mathbb{N}}$ converge l alors toute suite extraite de (u_n) converge vers l .

Théorème : Caractérisation séquentielle de la limite

Avec $f \in \mathcal{F}(A, F)$ avec $A \subset E$ et E, F deux EVN. Avec $x_0 \in \bar{A}$ et $l \in F$, alors :

$$f \rightarrow_{x_0} l \Leftrightarrow \forall (u_n) \in A^{\mathbb{N}}, (u_n) \rightarrow x_0, (f(u_n)) \rightarrow l$$

Théorème : Images réciproques

Soit $f \in \mathcal{F}(A, F)$ continue, alors l'image réciproque d'un ouvert de F par f est un ouvert relatif de A .

L'image réciproque d'un fermé de F par f est un fermé relatif de A .

Théorème : Théorème de Heine

Toute fonction continue sur un compact est uniformément continue.

Théorème : Bornes atteintes

L'image d'un compact par une application continue est un compact.

Théorème : Valeurs intermédiaires

L'image d'un connexe par arcs par une application continue est connexe par arcs.

Théorème : Critère de continuité des applications linéaires

Soit E, F des \mathbb{K} -EVN et $f \in \mathcal{L}(E, F)$. f est continue si, et seulement si, elle vérifie l'une des propriétés équivalentes suivantes :

1. f est continue en 0 ;
2. $\exists k \in \mathbb{R}_+^*, \forall x \in E, \|f(x)\|_F \leq k\|x\|_E$;
3. f est lipschitzienne.

Remarque IV.2. En dimension finie, toute application linéaire est continue, par continuité des projecteurs (les applications linéaires sont des polynômes de degré au plus 1 sur les coordonnées).

Si φ est linéaire et injective en dimension finie, on a que $\|\varphi\|$ est une norme, qu'on appelle la norme φ .

Théorème : Sous-multiplicativité

Soit E, F, G des EVN, soit $f \in \mathcal{L}_C(E, F)$ et $g \in \mathcal{L}_C(F, G)$, alors $|||g \circ f||| \leq |||g||| |||f|||$

IV.3 Réduction**Définition : Valeur propre**

Soit E un \mathbb{K} -ev et $f \in \mathcal{L}(E)$. Soit $\lambda \in \mathbb{K}$.

On dit que λ est une valeur propre de f si : $f - \lambda id$ n'est pas injective.

Ce qui correspond à $\ker(f - \lambda id) \neq \{0\}$

Ce qui correspond à $\exists x \in E, x \neq 0, (f - \lambda id)(x) = 0$

Ce qui correspond à $\exists x \in E, x \neq 0, f(x) - \lambda x = 0$

Définition : Spectre d'un endomorphisme

Soit E un \mathbb{K} -ev et $f \in \mathcal{L}(E)$. On appelle spectre de f l'ensemble des valeurs propres de f , noté $S_p(f)$.

On peut étendre la notion aux matrices.

Définition : Espace propre

Soit E un \mathbb{K} -ev, $f \in \mathcal{L}(E)$ et $\lambda \in S_p(f)$. On appelle espace propre associé à λ l'ensemble $\ker(f - \lambda id)$, qu'on note $E_\lambda(f)$

C'est un sev de E non-réduit à 0.

On étend la notion aux matrices de $\mathcal{M}_n(\mathbb{K})$. Pour $A \in \mathcal{M}_n(\mathbb{K})$ et $\lambda \in S_p(A)$, alors $E_\lambda(A) = \ker(A - \lambda I_n)$ est un sev de $\mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{K})$.

Définition : Polynôme annulateur

Soit $P \in \mathbb{K}[X]$ et $f \in \mathcal{L}(E)$. On dit que P est un polynôme annulateur de f si $P(f) = 0$

Définition : Polynôme minimal

Soit $f \in \mathcal{L}(E)$. On appelle polynôme minimal de f un polynôme non-nul unitaire annulateur de f de degré minimal, qu'on note π_f ou μ_f (cette notation existe mais elle est très rare).

Définition : Polynôme caractéristique

Avec $f \in \mathcal{L}(E)$, $\begin{matrix} \mathbb{K} & \rightarrow & \mathbb{K} \\ \lambda & \mapsto & \det(f - \lambda id) \end{matrix}$ est polynomiale. Le polynôme associé est de degré n unitaire.

On appelle ce polynôme le polynôme caractéristique de f , noté χ_f

Théorème :

Une somme finie de sous-espaces propres d'un endomorphisme associés à des valeurs propres distinctes est directe.

Ce qui correspond à : si $\lambda_1, \dots, \lambda_p$ sont des valeurs propres distinctes de $f \in \mathcal{L}(E)$, alors $E_1 + \dots + E_p$ est une somme directe.

Théorème :

Soit E un \mathbb{K} -ev de dimension finie. Soit $f \in \mathcal{L}(E)$. Soit λ une valeur propre de f d'ordre α
 Alors $\dim E_\lambda(f) \leq \alpha$

Théorème :

Un endomorphisme d'un \mathbb{K} -ev E de dimension finie est trigonalisable si, et seulement si, son polynôme caractéristique est scindé.

Théorème :

Soit E un \mathbb{K} -ev de dimension finie n , $f \in \mathcal{L}(E)$. Alors f est nilpotente si, et seulement si, $\chi_f = X^n$ et $\chi_f = X^n$ si, et seulement si, il existe une base B de E dans laquelle $Mat_B(f)$ est triangulaire avec des 0 sur la diagonale.

Théorème : Opérations sur les polynômes d'endomorphismes

Pour $P, Q \in \mathbb{K}[X]$, $\lambda \in \mathbb{K}$ et $f \in \mathcal{L}(E)$, on a :

- $(P + Q)(f) = P(f) + Q(f)$
- $(\lambda \cdot P)(f) = \lambda P(f)$
- $(P \times Q)(f) = P(f) \circ Q(f) = Q(f) \circ P(f)$
- $(P \circ Q)(f) = P(Q(f))$

Théorème : Cayley-Hamilton

Avec E un \mathbb{K} -ev de dimension finie, $f \in \mathcal{L}(E)$, alors χ_f est un polynôme annulateur de f .

Théorème :

Avec E un \mathbb{K} -ev de dimension finie, $f \in \mathcal{L}(E)$. f est diagonalisable si, et seulement si, π_f est scindé à racines simples
 Ce qui correspond à ce qu'il existe un polynôme annulateur non-nul scindé à racines simples de f .

IV.4 Espaces préhilbertiens**Définition :**

Soit E un \mathbb{R} -ev, on dit qu'une application $\varphi : E \times E \rightarrow \mathbb{R}$ est :

- une forme bilinéaire si : $\forall x \in E, y \mapsto \varphi(x, y) = \varphi(x, \cdot)$ est linéaire et $\varphi(\cdot, x)$ est linéaire.
- symétrique si :

$$\forall x, y \in E, \varphi(x, y) = \varphi(y, x)$$

- positive si :

$$\forall x \in E, \varphi(x, x) \geq 0$$

- définie si :

$$\forall x \in E, \varphi(x, x) = 0 \Rightarrow x = 0$$

Une forme bilinéaire symétrique définie positive est un produit scalaire.

Théorème : Identités polaires

φ une forme bilinéaire symétrique.

$$\begin{aligned}\forall x, y \in E, \varphi(x, y) &= \frac{1}{2}(\varphi(x+y, x+y) - \varphi(x, x) - \varphi(y, y)) \\ &= \frac{1}{4}(\varphi(x+y, x+y) - \varphi(x-y, x-y))\end{aligned}$$

φ est donc entièrement caractérisée par l'application $u \mapsto \varphi(u, u)$

Théorème : Cauchy-Schwarz

E un \mathbb{R} -v et φ une forme bilinéaire symétrique positive

Alors $\forall x, y \in E, |\varphi(x, y)| \leq \varphi(x, x)\varphi(y, y)$

Dans un espace préhilbertien réel E ,

$$\forall x, y \in E, |\langle x, y \rangle| \leq \|x\| \|y\|$$

avec le cas d'égalité si, et seulement si, x et y sont colinéaires.

Théorème : Inégalité triangulaire

Soient $x, y \in E$, alors :

$$\|x+y\|^2 = \|x\|^2 + \|y\|^2 + 2\langle x, y \rangle$$

$$(\|x\| + \|y\|)^2 = \|x\|^2 + \|y\|^2 + 2\|x\|\|y\|$$

Donc par Cauchy-Schwarz, $|\langle x, y \rangle| \leq \|x\|\|y\|$ et on en déduit l'inégalité triangulaire :

$$\|x+y\| \leq \|x\| + \|y\|$$

Avec cas d'égalité si x et y sont colinéaires et de même sens.

Définition : Orthogonalité

- pour $u, v \in E$, u et v sont orthogonaux, noté $u \perp v$, si $\langle u, v \rangle = 0$
- deux sev F et G de E sont orthogonaux si $\forall x \in F, \forall y \in G, \langle x, y \rangle = 0$
- pour $A \subset E$, l'orthogonal de A est l'ensemble $A^\perp = \{x \in E | \forall a \in A, \langle a, x \rangle = 0\}$

Théorème : Propriétés des orthogonaux

— Pour A, B inclus dans E , $A \subset B \Rightarrow B^\perp \subset A^\perp$

—

$$\forall A \subset E, A^\perp = \text{vect}(A)^\perp$$

— A^\perp est un sev de E

— F, G sev de E :

$$F^\perp \cap G^\perp = (F + G)^\perp$$

$$F^\perp + G^\perp \subset (F \cap G)^\perp$$

(réciproque fausse)

—

$$F \subset (F^\perp)^\perp$$

Définition : Familles orthogonales

Soit $(x_i)_{i \in I}$ une famille de vecteurs d'un espace préhilbertien E
 (x_i) est une famille orthogonale si :

$$\forall i, j \in I, i \neq j \Rightarrow \langle x_i, x_j \rangle = 0$$

(x_i) est une famille orthonormale si :

$(x_i)_{i \in I}$ est orthogonale et $\forall i \in I, \|x_i\| = 1$

Toute famille orthogonale est libre (s'il n'y a pas de vecteurs nuls dedans).

Théorème :

Soit E un espace euclidien et F un sev de E

Alors

$$F \oplus F^\perp = E$$

(ie : F^\perp est un supplémentaire de F)

Théorème : Extension

Soit E préhilbertien réel et F un sev de E de dimension finie. Alors :

$$F \oplus F^\perp = E$$

Théorème : Méthode de Schmidt

Cette méthode permet de "redresser une boîte à chaussures écrasée", c'est à dire construire une base orthogonale.

(on se sert du fait que tout espace euclidien possède une BON, une base orthogonale où tous les vecteurs ont même norme)

Soit E un espace préhilbertien, $(u_i)_{i \in I}$ famille libre de E avec $I \subset \mathbb{N}$

Alors on peut construire par récurrence une famille orthogonale $(v_n)_{n \in I}$ qui vérifie :

$$\forall n \in I, \text{Vect}(u_0, \dots, u_n) = \text{Vect}(v_0, \dots, v_n)$$

(v_n) est définie par la relation :

$$\begin{cases} v_0 = u_0 \\ v_{n+1} = u_{n+1} - \sum_{i=1}^n \frac{\langle u_{n+1}, v_i \rangle}{\|v_i\|^2} v_i \end{cases}$$

Pour rendre cette famille orthonormale, il suffit de prendre la famille et de diviser chaque vecteur par sa norme

Définition :

Dans tous les cas où $F \oplus F^\perp = E$, on peut définir :

- la projection orthogonale sur F (la projection sur F parallèlement à F^\perp)
- la symétrie orthogonale par rapport à F

Théorème : de la meilleure approximation

Soit E un espace préhilbertien et F un sev de dimension finie.

Alors pour tout x de E ,

$d(x, F)$ est atteinte en un unique vecteur de F , le projeté orthogonal de x sur F

Théorème : Calcul pratique du projeté

F un sev de E de dimension finie p , (u_1, \dots, u_p) une base de F

$x \in E$, $p(x)$ son projeté orthogonal sur F

Donc (px) est entièrement défini par les équations :

$$(1) \begin{cases} p(x) \in F \\ x - p(x) \in F^\perp \end{cases}$$

Théorème : de représentation de Reese (cas euclidien)

Soit E un espace euclidien, l'application :

$$\psi \begin{cases} E & \rightarrow & E^* \\ a & \mapsto \varphi_a : \begin{cases} E & \rightarrow & \mathbb{K} \\ x & \mapsto & \langle a, x \rangle \end{cases} \end{cases} \quad \text{est un isomorphisme}$$

Définition : Adjoint

Soit E un espace euclidien et $u \in \mathcal{L}(E)$.

On appelle adjoint de u l'application de E dans E u^* telle que :

$$\forall x, y \in E \times E, \langle u(x), y \rangle = \langle x, u^*(y) \rangle$$

Théorème : Propriétés de l'adjoint

Soit E euclidien, $u, v \in \mathcal{L}(E)$.

—

$$u^* \in \mathcal{L}(E)$$

—

$$(u^*)^* = u$$

—

$$(u \circ v)^* = v^* \circ u^*$$

— $u \rightarrow u^*$ est linéaire, ie $(u + v)^* = u^* + v^*$ et $\forall \lambda \in \mathbb{R}, (\lambda u)^* = \lambda u^*$

Théorème :

Soit E un espace euclidien. Soit B une BON de E . Soit $u \in \mathcal{L}(E)$

On note $A = \text{Mat}_B(u)$

Alors $\text{Mat}_B(u^*) = A^T$

Théorème :

Soit E un espace euclidien, $u \in \mathcal{L}(E)$, F un sev de E .

Si F est stable par u alors F^\perp est stable par u^*

Définition :

Soit E un espace euclidien et $f \in \mathcal{L}(E)$. On dit que f est une isométrie si

$$\forall x \in E, \|f(x)\| = \|x\|$$

Théorème : Caractérisation

Soit $f \in \mathcal{L}(E)$ avec E euclidien muni d'une base \mathcal{B} orthonormée, f est une isométrie si, et seulement si, elle vérifie l'une des propriétés suivantes :

1.

$$\forall x \in E, \|f(x)\| = \|x\|$$

2.

$$\forall x, y \in E, \langle f(x), f(y) \rangle = \langle x, y \rangle$$

3. $f(\mathcal{B})$ est une base orthonormée.

4. $f \in \mathcal{GL}(E)$ et $f^* = f^{-1}$

Théorème :

Soit E un espace euclidien, u une isométrie. Alors :

$$(\det u) \in \{-1, 1\}$$

On dit que u est une isométrie directe si $\det(u) = 1$, indirecte sinon.

Définition :

On dit qu'une matrice $M \in \mathcal{M}_n(\mathbb{R})$ est orthogonale si elle vérifie l'une des propriétés équivalentes suivantes :

1.

$$M^T M = I$$

2.

$$M M^T = I$$

3. $M \in \mathcal{GL}_n(\mathbb{R})$ et $M^T = M^{-1}$

4. Les vecteurs colonnes de M forment une base orthonormale pour le produit scalaire canonique de $\mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{R})$

5. Les vecteurs lignes de M forment une base orthonormale pour le produit scalaire canonique de $\mathcal{M}_{1,n}(\mathbb{R})$

Théorème :

La matrice de passage entre deux BON est une matrice orthogonale.

Le déterminant d'une matrice orthogonale est égal à 1 ou -1 .

On a ces équivalences pour $u \in \mathcal{L}(E)$:

- u est une isométrie
- la matrice associée à u dans une BON est orthogonale
- il existe une BON dans laquelle la matrice associée à u est orthogonale

Théorème :

Soit E un espace euclidien et $u \in \mathcal{O}(E)$ alors il existe une base orthonormale \mathcal{B} telle que $Mat_{\mathcal{B}}(u)$ est diagonale par bloc et chaque bloc est de la forme :

$$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ R_\theta \end{bmatrix}$$

pour $\theta \in \mathbb{R}$

ie chaque bloc est soit I , soit $-I$, soit une rotation.

Théorème :

Soit E un espace euclidien de dimension n , soit \mathcal{B} une base orthonormale de E , soit $u \in \mathcal{L}(E)$ u est auto-adjoint si $Mat_{\mathcal{B}}(u) \in \mathcal{S}_n(\mathbb{R})$

Théorème : Théorème spectral

Tout endomorphisme auto-adjoint d'un espace euclidien est diagonalisable dans une BON.

Théorème : Théorème spectral matriciel

Toute matrice symétrique réelle est orthogonalement semblable à une matrice diagonale.

Théorème :

Soit E un espace euclidien et φ une fbs sur E . Il existe un unique endomorphisme auto-adjoint u tel que :

$$\forall x, y \in E, \varphi(x, y) = \langle x, u(y) \rangle$$

Définition :

Soit $S \in \mathcal{S}_n(\mathbb{R})$.

On dit que :

- S est positive si $(X, Y) \mapsto X^T S Y$ est une forme bilinéaire symétrique positive sur $\mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{R})$. On note l'ensemble de ces matrices $\mathcal{S}_n^+(\mathbb{R})$.
- u est défini positif si $(X, Y) \mapsto X^T S Y$ est un produit scalaire sur $\mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{R})$. On note l'ensemble de ces endomorphismes $\mathcal{S}_n^{++}(\mathbb{R})$.

Théorème :

Soit E un espace euclidien et $u \in \mathcal{S}(E)$ alors :

- u est positif si, et seulement si, $S_p(u) \subset \mathbb{R}_+$
- u est défini positif si, et seulement si, $S_p(u) \subset \mathbb{R}_+^*$

IV.5 Classification des matrices orthogonales du plan

$(\mathcal{O}_2(\mathbb{R}))$ l'ensemble des matrices orthogonales de $\mathcal{M}_2(\mathbb{R})$

$$\mathcal{O}_2(\mathbb{R}) = \{R_\theta | \theta \in \mathbb{R}\} \cup \{S_\theta | \theta \in \mathbb{R}\}$$

$$R_\theta = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$S_\theta = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & -\cos \theta \end{pmatrix}$$

$\mathcal{SO}_2(\mathbb{R}) = \mathcal{O}_2^+(\mathbb{R}) = \{R_\theta | \theta \in \mathbb{R}\}$ (ensemble des rotations d'angle θ , ensemble des matrices de $\mathcal{O}_2(\mathbb{R})$ de déterminant 1)

$$\mathcal{O}_2^-(\mathbb{R}) = \{S_\theta | \theta \in \mathbb{R}\} \text{ (ensemble des matrices de } \mathcal{O}_2(\mathbb{R}) \text{ de déterminant } -1)$$

Théorème :

$\forall(\theta, \varphi) \in \mathbb{R}^2 :$

$$R_\theta R_\varphi = R_{\theta+\varphi}$$

$$R_\theta^{-1} = R_{-\theta} = R_\theta^T$$

— $\mathcal{SO}_2(\mathbb{R})$ est un groupe commutatif, en particulier :

$$\forall \theta, \varphi \in \mathbb{R}, R_\theta R_\varphi R_\theta^{-1} = R_\varphi$$

Dans ce cas, R_θ est la matrice de passage d'une BOND dans une BOND.

Preuve

Se prouvent par du calcul matriciel, et un peu de trigonométrie.

S_θ est une symétrie orthogonale par rapport à une droite

$$S_\theta \times \begin{pmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) \\ \sin(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) \\ \sin(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix}$$

$$S_\theta \times \begin{pmatrix} -\sin(\frac{\theta}{2}) \\ \cos(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} -\sin(\frac{\theta}{2}) \\ \cos(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix}$$

Donc $S_p(S_\theta) = \{-1, 1\}$ Et $E_1(S_\theta)$ est orthogonal à $E_{-1}(S_\theta)$

IV.6 Classification des matrices orthogonales d'un espace euclidien orienté de dimension 3

Pour $u \in \mathcal{O}(E_3)$, on note $F = \ker(u - id)$

Si $\dim F = 3$: alors $u = id$, donc u est nécessairement dans $\mathcal{O}_+(E_3)$

Si $\dim F = 2$, alors $\dim F^\perp = 1$, l'endomorphisme induit par u sur F^\perp est égal à id_{F^\perp} ou $-id_{F^\perp}$

Si u_{F^\perp} était égal à id_{F^\perp} , alors u serait l'identité. Donc nécessairement, $u_{F^\perp} = -id_{F^\perp}$

Donc u est la symétrie orthogonale par rapport à F

Si $\dim F = 1$, alors $\dim F^\perp = 2$. Notons v l'endomorphisme induit par u sur F^\perp .

v est donc soit une symétrie orthogonale par rapport à une droite, soit une rotation du plan. Si v était une symétrie orthogonale, on aurait $\dim F = 2$, donc v est une rotation du plan F^\perp

Donc si on choisit w un vecteur qui oriente F et qu'on choisit u, v dans F^\perp tels que (u, v) soit une base orientée de F^\perp et que (w, u, v) soit une base directe de E_3 , on a alors que u est la rotation d'axe w orienté par w d'angle θ

Si $\dim F = 0$, alors ça veut dire que 1 n'est pas valeur propre, donc -1 est valeur propre. u est donc la composée d'une symétrie orthogonale et d'une rotation.

Exemple IV.1. Prenons $u \in \mathcal{L}(E_3)$ avec \mathcal{B} une BOND de E_3 telle que $Mat_{\mathcal{B}}(u) = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 2 \\ 2 & -2 & -1 \\ 1 & 2 & -2 \end{pmatrix}$

On peut faire les produits scalaires des colonnes les unes avec les autres, et on obtiendra que les produits scalaires sont nuls. Donc $A \in \mathcal{O}_3(\mathbb{R})$, soit $u \in \mathcal{O}(E_3)$

Le calcul du déterminant de A donne 1, donc $u \in \mathcal{SO}(E_3)$, et $u \neq id$. Donc u est une rotation d'axe d'angle θ orientée par w .

w est solution de $(id - u)(w) = 0$. On échelonne le système, et on obtient que w est solution de

$$\begin{cases} x - y - 2z = 0 \\ 3y - 3z = 0 \\ -3y + 3z = 0 \end{cases}$$

Choisissons $w = 3e_1 + e_2 + e_3$, qu'on norme en $e'_1 = \frac{1}{\|w\|}w = \frac{1}{\sqrt{11}}w$

Pour le choix du deuxième élément de la base, on a juste besoin d'un élément de F^\perp , donc on peut choisir le vecteur normé qu'on veut. On prend $e'_2 = \frac{1}{\sqrt{10}}(e_1 - 3e_2)$

On n'a plus de choix pour le troisième élément de la base cependant. Pour déterminer un vecteur qui soit orthogonal aux deux précédents, on peut utiliser le produit vectoriel, et on a $e'_3 = \frac{1}{\sqrt{10}\sqrt{11}}(3e_1 + e_2 - 10e_3)$

On note $\mathcal{B}' = (e'_1, e'_2, e'_3)$

On a alors $Mat_{\mathcal{B}'}(u) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$

(La matrice de passage de \mathcal{B} dans \mathcal{B}' est la matrice d'une BOND dans une BOND, donc son inverse est égal à sa transposée.)

On a que $tr(A) = tr(A')$, donc $\frac{-2}{3} = 1 + 2 \cos \theta$.

D'où $\cos \theta = \frac{-5}{6}$

Et donc $\theta = \pm \arccos\left(\frac{-5}{6}\right)$

Pour déterminer le signe, on fait le produit mixte de $w, e'_2, r_{w,\theta}(e'_2)$, qui vaut $\|w\| \sin \theta$ dans la base \mathcal{B}' .

Dans la base \mathcal{B} d'origine, on a que leur produit mixte vaut $\begin{vmatrix} 3 & \frac{1}{\sqrt{10}} & \frac{-5}{3\sqrt{10}} \\ 1 & \frac{-3}{\sqrt{10}} & \frac{8}{3\sqrt{10}} \\ 1 & 0 & \frac{-5}{3\sqrt{10}} \end{vmatrix} > 0$

Donc $\sin \theta > 0$

Donc $\theta = + \arccos\left(\frac{-5}{6}\right)$

IV.7 Groupes et anneaux

Définition :

Un groupe est monogène s'il est engendré par un élément.

i.e. G est monogène si $\exists a \in G, G = \{a^n | n \in \mathbb{Z}\}$ ou $\{na | n \in \mathbb{Z}\}$

Définition :

G est cyclique si G est monogène fini.

Définition : Ordre

Soit G un groupe

Soit $a \in G$

On dit que a est d'ordre fini si $\langle a \rangle$ est de cardinal fini (cyclique).

On dit alors que l'ordre de a est $\text{card}\langle a \rangle$

Théorème :

Soit G un groupe fini et $a \in G$

$$\text{ordre}(a) = \text{card}\langle a \rangle = \min\{n \in \mathbb{N}^* | a^n = e\}$$

$$\forall p \in \mathbb{Z}, a^p = e \Leftrightarrow \text{ordre}(a) | p$$

Théorème : Théorème de Lagrange

Si G est fini et $a \in G$, alors l'ordre de a divise le cardinal de G .

Théorème :

- Un groupe monogène infini est isomorphe à \mathbb{Z}
- Un groupe monogène fini G est isomorphe à $\mathbb{Z}/n\mathbb{Z}$ (où $n = \text{card}(G)$)

On étudie ensuite $\mathbb{Z}/n\mathbb{Z}$

Définition : Lois de composition interne de $\mathbb{Z}/n\mathbb{Z}$

On définit la loi additive par :

$$+ : \begin{cases} \mathbb{Z}/n\mathbb{Z} \times \mathbb{Z}/n\mathbb{Z} & \rightarrow \mathbb{Z}/n\mathbb{Z} \\ (\bar{x}, \bar{y}) & \mapsto \bar{x} + \bar{y} = \overline{x + y} \end{cases}$$

On définit la loi multiplicative par :

$$\times : \begin{cases} \mathbb{Z}/n\mathbb{Z} \times \mathbb{Z}/n\mathbb{Z} & \rightarrow \mathbb{Z}/n\mathbb{Z} \\ (\bar{x}, \bar{y}) & \mapsto \bar{x} \times \bar{y} = \overline{xy} \end{cases}$$

On n'a pas l'intégrité de cet anneau si n n'est pas premier.

Théorème :

Pour $n \in \mathbb{N}, n \geq 2$

Soit $p \in \mathbb{Z}$

- \bar{p} est un générateur de $(\mathbb{Z}/n\mathbb{Z}, +)$ si, et seulement si, $p \wedge n = 1$
- \bar{p} est un inversible de $(\mathbb{Z}/n\mathbb{Z}, \times)$ si, et seulement si, $p \wedge n = 1$

Donc $\mathbb{Z}/n\mathbb{Z}$ est un corps si, et seulement si, n est premier. On note \mathbb{F}_n ce corps.

Théorème : Euler-Fermat

Soit $n \in \mathbb{N}, n \geq 2$ et $a \in (\mathbb{Z}/n\mathbb{Z})^\times$

Alors :

$$a^{\varphi(n)} = \bar{1}$$

Théorème : Lemme chinois

Si $(n, p) \in (\mathbb{N} \setminus \{0, 1\})^2$ avec $n \wedge p = 1$,

Alors $\mathbb{Z}/np\mathbb{Z}$ est un anneau isomorphe à $\mathbb{Z}/n\mathbb{Z} \times \mathbb{Z}/p\mathbb{Z}$

Définition : Indicatrice d'Euler

On note $\varphi(n) = \text{Card}(\mathbb{Z}/n\mathbb{Z})^\times = \text{Card}\{\in \llbracket 0, n \rrbracket, p \wedge n = 1\}$

On appelle φ l'indicatrice d'Euler. Elle sert à compter les inversibles de $\mathbb{Z}/n\mathbb{Z}$.

Théorème :

Si $n \wedge p = 1$, alors $\varphi(np) = \varphi(n)\varphi(p)$

IV.8 Idéaux et anneaux**Définition : Anneau euclidien**

A est un anneau euclidien si :

- A est un anneau commutatif intègre ($AB = 0 \Rightarrow A = 0$ ou $B = 0$)
- A est muni d'une division euclidienne : il existe $\varphi \in \mathcal{F}(A \setminus \{0\}, \mathbb{N})$ telle que $\forall b \in A \setminus \{0\}, \forall a \in A, \exists q, r \in A, a = bq + r$ et ($r = 0$ ou $\varphi(r) < \varphi(b)$)

Définition : Divisibilité

Soit A un anneau euclidien (ou intègre). Soit $a, b \in A$.

On dit que b divise a (noté $b|a$) ou que a est un multiple de b si $\exists c \in A, a = bc$

Théorème : Association

Soit A un anneau euclidien

Soit $a, b \in A$, a divise b et b divise a si, et seulement si, il existe un inversible tel que $b = au$

Définition : Idéal

Soit A un anneau euclidien. Soit $I \subset A$.

On dit que I est un idéal si :

- I est un sous-groupe de $(A, +)$
- $\forall i \in I, \forall a \in A, ia \in I$

Définition : PGCD

Avec A un anneau euclidien, soit $a, b \in A$, on appelle $\text{pgcd}(a, b)$ un générateur de $aA + bA$

Dans \mathbb{Z} ou $\mathbb{K}[X]$, on choisit un générateur spécifique, noté $a \wedge b$, et on l'appelle le pgcd.

$$aA + bA = (a \wedge b)A$$

Théorème :

Avec J un ensemble quelconque, $(I_j)_{j \in J}$ une famille d'idéaux de A , alors $\bigcap_{j \in J} I_j$ est un idéal

Théorème :

Si I_1 et I_2 sont des idéaux, alors $I_1 + I_2$ est un idéal.

C'est le plus petit idéal contenant $I_1 \cup I_2$.

Théorème :

Si A est un anneau euclidien, alors tout idéal de A est principal.
Cela signifie que si I est un idéal de A , alors $\exists a \in A, I = aA$

Théorème : Bézout

$a, b \in A$ sont premiers entre eux si, et seulement si, $\exists(u, v) \in A^2, au + bv = 1$

Théorème : Bézout étendu

$$\forall a, b \in A, \forall x \in A : \exists u, v \in A, x = au + bv \Leftrightarrow (a \wedge b) | x$$

Théorème : Bézout généralisé

$(a_1, a_2, \dots, a_n) \in A^n$ sont premiers entre eux si, et seulement si, $\exists(u_1, \dots, u_n) \in A^n, 1 = a_1u_1 + a_2u_2 + \dots + a_nu_n$

Théorème :

Tout élément de \mathbb{Z} et de $\mathbb{K}[X]$ peut se décomposer en un produit unique d'éléments irréductibles (éléments qui, à un inversible près, ont un seul diviseur) et d'un inversible.

Définition : Espaces caractéristiques

Soit E un \mathbb{K} -ev de dimension finie, soit $f \in \mathcal{L}(E)$ telle que χ_f est scindé.

$$\chi_f = \prod_{i=1}^p (x - \lambda_i)^{\alpha_i} \text{ avec } S_p(f) = \{\lambda_1, \dots, \lambda_p\} \text{ et } (\alpha_1, \dots, \alpha_p) \in \mathbb{N}^{*p}$$

Alors $E = \bigoplus_{1 \leq i \leq p} \ker((f - \lambda_i \text{id})^{\alpha_i})$ par lemme des noyaux.

Les sev de E , $F_i = \ker((f - \lambda_i)^{\alpha_i})$ sont appelés sous-espaces caractéristiques de f .

- les sous-espaces caractéristiques sont stables par f ;
- f est entièrement caractérisée par f_1, f_2, \dots, f_p les endomorphismes induits par f sur F_1, \dots, F_p ;
- $\forall i \in \llbracket 1, p \rrbracket, (f_i - \lambda_i \text{id})^{\alpha_i} = 0$, ou $f_i - \lambda_i \text{id}$ est nilpotent, donc f_i a pour unique valeur propre λ_i ;
- les f_i sont trigonalisables (leur polynôme caractéristique est scindé) ;
- dans une base $\mathcal{B} = (\mathcal{B}_1, \dots, \mathcal{B}_p)$ où $\forall i \in \llbracket 1, p \rrbracket, \mathcal{B}_i$ est une base de diagonalisation de f_i , alors $\text{Mat}_{\mathcal{B}}(f)$ est diagonale par blocs, chaque bloc étant triangulaire de taille $\alpha_i \times \alpha_i$;
- pour $i \in \llbracket 1, p \rrbracket, \dim F_i = \alpha_i$.

Théorème : Lemme des noyaux

Soit E un \mathbb{K} -ev, $f \in \mathcal{L}(E)$.

Soit $P \in \mathbb{K}[X]$ tel que $P = P_1 \dots P_n$ où P_1, \dots, P_n sont premiers entre eux deux à deux.

$$\ker P(f) = \bigoplus_{i=1}^n \ker(P_i(f))$$

Chapitre III

Physique - Formulaires

I Infinitésimaux

Définition : Déplacements

En cartésien :

$$\vec{dl} = dx\vec{e}_x + dy\vec{e}_y + dz\vec{e}_z$$

En cylindrique :

$$\vec{dl} = dr\vec{e}_r + r d\theta\vec{e}_\theta + dz\vec{e}_z$$

En sphérique :

$$\vec{dl} = dr\vec{e}_r + r d\theta\vec{e}_\theta + r \sin \theta d\varphi\vec{e}_\varphi$$

Définition : Surfaces

Plan :

$$dS = dxdy$$

Cylindre (bord) :

$$dS = rd\theta dz$$

Cylindre (intérieur) :

$$dS = rd\theta dr$$

Sphère (bord) :

$$dS = rd\theta r \sin \theta d\varphi$$

Définition : Volumes

Parallépipède :

$$d\tau = dV = dxdydz$$

Morceau de cylindre :

$$d\tau = dV = rd\theta drdz$$

Morceau de sphère :

$$d\tau = dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi$$

II Identités thermodynamiques

Pour un système fermé de composition fixe sans travail autre que celui des forces de pression :

$$dU = -pdV + TdS$$

$$dH = Vdp + TdS$$

$$dS = \frac{\delta Q}{T_e} + \delta S_c$$

$$dG = VdP - SdT + \sum_i \mu_i dn_i$$

III Analyse vectorielle**Théorème : Stokes(-Ampère)**

$$\oint_{\mathcal{C}} \vec{A} d\vec{l} = \iint_{\mathcal{S}} (\vec{\text{rot}} \vec{A}) d\vec{S}$$

où \mathcal{C} est un contour fermé orienté et \mathcal{S} une surface qui s'appuie sur ce contour, orienté dans son sens direct

Théorème : (Green-)Ostrogradski

$$\oiint_{\mathcal{S}} \vec{A} d\vec{S} = \iiint_{\mathcal{V}} (\text{div } \vec{A}) dV$$

où \mathcal{S} est une surface fermée avec normale sortante qui entoure le volume \mathcal{V}

Théorème : Du gradient

$$\oiint_{\mathcal{S}} f d\vec{S} = \iiint_{\mathcal{V}} (\vec{\text{grad}} f) dV$$

Théorème : Identités entre opérateurs

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}) = \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div} \vec{A}) - \Delta \vec{A}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{grad}} f) = \vec{0}$$

$$\text{div}(\overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}) = 0$$

Définition : Nabla

Le vecteur :

$$\nabla = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix}$$

Définition : Gradient

$$\overrightarrow{\text{grad}} f = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{pmatrix}$$

En cylindrique :

$$\frac{\partial f}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{e}_z$$

En sphérique :

$$\frac{\partial f}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi$$

Définition : Divergence

$$\text{div} \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

En cylindrique :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r A_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

En sphérique :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 A_r}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \sin \theta A_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}$$

Définition : Rotationnel

$$\vec{\text{rot}} \vec{A} = \begin{vmatrix} \frac{\partial \vec{A}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{A}_y}{\partial z} \\ \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{A}_z}{\partial x} \\ \frac{\partial \vec{A}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial y} \end{vmatrix}$$

En cartésien, on le retrouve avec $\vec{\nabla} \wedge \vec{A}$

En cylindrique :

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) \vec{e}_r + \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) \vec{e}_\theta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(r A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \vec{e}_z$$

En sphérique :

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial \sin \theta A_\varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right) \vec{e}_x + \frac{1}{r} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial r A_\varphi}{\partial r} \right) \vec{e}_\theta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r A_\theta}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \vec{e}_\varphi$$

Définition : Laplacien scalaire

$$\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

En cylindrique :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

En sphérique :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2}$$

Définition : Laplacien vectoriel

$$\Delta \vec{A} = \begin{vmatrix} \Delta A_x \\ \Delta A_y \\ \Delta A_z \end{vmatrix}$$

Chapitre IV

Physique - sup

I L'électrocinétique

Théorème : Loi des noeuds

La somme des courants entrants dans un noeud est égale à la somme des courants sortants.

Théorème : Loi des mailles

La somme des tensions dans une maille est nulle.

Théorème : Pont diviseur de tension

Si la tension entre deux dipôles d'impédance Z_1 et Z_2 vaut U_e et qu'on cherche la tension U aux bornes de Z_1 , alors :

$$U = \frac{Z_1 U_e}{Z_1 + Z_2}$$

Théorème : Pont diviseur de courant

Avec deux dipôles en parallèle, Z_1 dans lequel passe le courant i_1 et Z_2 dans lequel passe le courant i_2 , avec i le courant qui arrive dans le noeud qui se sépare dans les branches des deux :

$$i_1 = \frac{R_2 i}{R_1 + R_2}$$

Définition : La résistance

Un dipôle, qui en convention récepteur a une tension de :

$$U = Ri$$

Avec R sa résistance en ohms Ω .

Son impédance complexe est R .

Son admittance complexe est $\frac{1}{R}$.

Définition : Le condensateur

Un dipôle constitué de deux barres de métal avec un isolant entre les deux, tel que, en convention récepteur :

$$i = C \frac{du}{dt}$$

C est la capacité du condensateur, en farads F. ($= A.s.V^{-1} = m^{-2}kg^{-1}s^4A^2$)

Il y a continuité de la tension dans un condensateur.

Sur chaque barre du condensateur, on peut mettre une charge q . Une barre est chargée positivement, l'autre l'est négativement.

La charge respecte la relation :

$$q = Cu$$

Son impédance complexe est $\frac{1}{jC\omega} = -\frac{j}{C\omega}$

Son admittance complexe est $jC\omega$

En basse fréquence, un condensateur se comporte comme un interrupteur ouvert.

En haute fréquence, un condensateur se comporte comme un fil.

Définition : Le solénoïde

Un dipôle constitué de fils de métal enroulés, tel que, en convention récepteur :

$$U = L \frac{di}{dt}$$

L est son inductance en Henry H. ($V.s.A^{-1}$)

Il y a continuité du courant au travers d'un solénoïde.

Son impédance complexe est $jL\omega$

Son admittance complexe est $\frac{1}{jL\omega} = -\frac{j}{L\omega}$

En basse fréquence, un solénoïde se comporte comme un fil.

En haute fréquence, un solénoïde se comporte comme un interrupteur ouvert.

Définition : Fonction de Transfert

Un filtre est un quadripôle, avec une tension en entrée U_e et une tension en sortie U_s . On définit :

$$H = \frac{U_s}{U_e}$$

qui est appelée la fonction de transfert du filtre. À partir d'elle, on définit aussi :

$$G = |H|$$

qui est le gain du filtre. On définit :

$$G_{dB} = 20 \log(|H|)$$

qui est le gain en décibels.

Définition : Ordre des filtres

Un filtre du premier ordre est un filtre dont la fonction de transfert a dans son dénominateur un polynôme de degré 1 en $x = \frac{\omega}{\omega_0}$.

On a alors :

— les filtres passe-bas sont de la forme :

$$H_0 \frac{1}{1 + jx}$$

— les filtres passe-haut sont de la forme :

$$H_0 \frac{jx}{1 + jx}$$

Un filtre du deuxième ordre est un filtre dont la fonction de transfert a un polynôme de degré 2 en x au dénominateur

On a alors :

— les filtres passe-bas sont de la forme :

$$H_0 \frac{1}{1 + j\frac{x}{Q} - x^2} = H_0 \frac{-j\frac{Q}{x}}{1 + jQ\left(x - \frac{1}{x}\right)}$$

— les filtres passe-haut sont de la forme :

$$H_0 \frac{-x^2}{1 + j\frac{x}{Q} - x^2} = H_0 \frac{jQx}{1 + jQ\left(x - \frac{1}{x}\right)}$$

— les filtres passe-bande sont de la forme :

$$H_0 \frac{j\frac{x}{Q}}{1 + j\frac{x}{Q} - x^2} = H_0 \frac{1}{1 + jQ\left(x - \frac{1}{x}\right)}$$

Théorème : Calcul pratique d'argument

On a ces règles :

—

$$\forall a, b \in \mathbb{C}, \arg\left(\frac{a}{b}\right) = \arg(a) - \arg(b)$$

—

$$\arg(a + ib) = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \pm \pi \text{ si } a < 0$$

—

$$\arg(a + ib) = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \text{ si } a > 0$$

—

$$\forall a \in \mathbb{R}_-, \arg(a) = -\pi$$

II Optique

Snell-Descartes $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$ (réfraction) et $i'_1 = -i_1$ où i_1 l'angle d'incidence

Condition de réfraction limite : si $n_2 < n_1$, on note $i_{lim} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ et $i_1 < i_{lim}$ donne réfraction.
Sinon, réflexion totale. $n_1 < n_2$ et il y a toujours réfraction.

Grandissement : $\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}$

Formule Descartes : $\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{\overline{OF}}$

(et aussi $\frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$)

Formule Newton : $\frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}}$

(et aussi $\overline{FA} \cdot \overline{F'A'} = -\overline{OF}^2$)

Association de lentilles : $\frac{1}{f_{tot}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$

III Mécanique du point

Dans tout ce chapitre, on se place dans un référentiel galiléen \mathcal{R} et on considère un point M de masse m , repéré par un vecteur $\overrightarrow{OM}(t)$, qui subit des forces (\vec{F}_i)

Théorème : RFD

Pour un point de masse m repéré par un vecteur $\overrightarrow{OM}(t)$ en fonction du temps, subissant des forces \vec{F}_i :

$$m \frac{d^2 \overrightarrow{OM}(t)}{dt^2} = \sum \vec{F}_i$$

On note $\vec{p} = m \frac{d\overrightarrow{OM}(t)}{dt} = m \vec{v}(t)$ la quantité de mouvement du point, en

On note $E_c = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$ l'énergie cinétique d'un point, en joules J .

Définition : Grandeurs relatives à une force

Une force est représentée par un vecteur, qui a une norme en Newton, ou en $kg.m.s^{-2}$.

On définit la puissance d'une force \vec{F} s'appliquant sur un point qui va à la vitesse \vec{v} comme :

$$\mathcal{P} = \vec{F} \cdot \vec{v}$$

La puissance est en watts $W = J.s^{-1} = kgm^2s^{-3}$

On définit le travail d'une force \vec{F} de puissance \mathcal{P} comme :

$$W = \int_0^\tau \mathcal{P}(t)dt$$

Le travail est une énergie, qui s'exprime en joules J

Si le travail entre deux points A et B peut s'exprimer sous la forme de $E_p(A) - E_p(B)$, alors on dit que la fonction E_p représente l'énergie potentielle de la force. On dit aussi que la force est conservative. Il est à noter que E_p est définie à une constante additive près.

Si le travail est positif, on le dit moteur. Sinon, on le dit résistant. S'il est nul, la force ne travaille pas (elle est orthogonale à la trajectoire)

Théorème : Théorème de la puissance mécanique TPM

En tout instant :

$$\frac{dM(t)}{dt} = \sum \mathcal{P}_i$$

Théorème : Théorème de l'énergie cinétique TEC

En intégrant la relation précédente, on a :

$$\Delta E_c = \sum W_i$$

Théorème : Conservation de l'énergie mécanique TEM

Si toutes les forces s'appliquant à M sont conservatives, on peut écrire :

$$E_c + \sum E_{p,i} = cste$$

Même si elle n'est pas constante, on note $E_m = E_c + \sum E_{p,i} = E_c + E_{ptot}$ l'énergie mécanique du point.

Les extréma de E_{ptot} sont appelés des points d'équilibres. Les maxima sont des points instables (un changement d'énergie potentielle va leur faire descendre une pente), et les minima sont des points stables.

On les identifie en regardant les points critiques de E_{ptot} puis en calculant sa dérivée seconde (si elle est positive, c'est un minimum, si elle est négative c'est un maximum)

Théorème : Modélisation des forces usuelles

Tension ressort : sa masse est négligeable et on a, avec \vec{e}_r la direction du ressort, l sa longueur, k son coefficient de raideur et l_0 sa longueur au repos : $\vec{T} = -k(l - l_0)\vec{e}_r$

Energie potentielle tension ressort : $E_{pe} = \frac{1}{2}k(l - l_0)^2 + cste$

Pression : La pression exercée par un fluide sur un plan S solide est $\vec{F} = PS\vec{n}$ avec \vec{n} normal à la surface, dirigé du fluide vers le solide et P pression du fluide. Si un solide est totalement immergé, la force est la poussée d'Archimède, égale à l'opposée du poids du fluide déplacé.

Frottement fluide : Quand un objet est en mouvement dans un fluide, on a la force de frottement : $\vec{F}_f = -h\vec{v}(M)$ ou $\vec{F}_f = -h\vec{v}(M)^2$, avec h une constante.

Gravitation : La gravité entre deux points A et B est : $\vec{F}_{g_{A \rightarrow B}} = -G \frac{m_A m_B}{AB^2} \vec{e}_{A \rightarrow B}$ avec $G = 6.674.10^{-11} m^3.kg^{-1}.s^{-2}$ constante de gravitation universelle.

Energie potentielle gravitation : $E_{pg} = -G \frac{Mm}{r} + cste$

Force électrique : La force électrique entre deux points A et B est : $\vec{F}_{el_{A \rightarrow B}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_A q_B}{AB^2} \vec{e}_{A \rightarrow B}$ avec $\epsilon_0 = 8.854.10^{-12} F.m^{-1}$ la permittivité du vide.

Force de Lorentz : La force induite sur une particule de charge q par un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{B} est : $\vec{F}_L = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B}$

Poids : Sur Terre, on a $\vec{P} = m\vec{g}$ où $g = 9.81 m.s^{-2}$ est la norme du vecteur \vec{g}

Energie potentielle du poids : $E_{pp} = mgz + cste$ si z est la position verticale.

IV Mécanique du solide

On se place toujours dans un référentiel galiléen \mathcal{R} , mais désormais dans le cas d'un solide S indéformable, en rotation autour d'un axe Δ , sur lequel s'appliquent les forces (\vec{F}_i)

Définition : Moment cinétique

Pour un point M , le moment cinétique par rapport à un point O est le vecteur :

$$\vec{L}_O(M) = m \vec{OM} \wedge \vec{v}(M)$$

Pour un point M , le moment cinétique par rapport à l'axe Δ contenant le point O , orienté par \vec{e}_Δ est :

$$L_\Delta(M) = \vec{L}_O(M) \cdot \vec{e}_\Delta = m [\vec{OM} \wedge \vec{v}(M)] \cdot \vec{e}_\Delta$$

C'est donc le projeté du moment cinétique de M par rapport à O sur l'axe Δ

On peut définir à partir de ça le moment cinétique d'un système par rapport à un point ou un axe, ça sera la résultante des moments de tous les points du système.

Définition : Moment d'une force

Pour une force \vec{F} , son moment vectoriel par rapport au point O est le vecteur :

$$\vec{\mathcal{M}}_O(\vec{F}) = \vec{OM} \wedge \vec{F}$$

On peut aussi définir son moment scalaire selon l'axe Δ passant par O et de vecteur unitaire \vec{e}_Δ :

$$\mathcal{M}_\Delta(\vec{F}) = \vec{\mathcal{M}}_O(\vec{F}) \cdot \vec{e}_\Delta = [\vec{OM} \wedge \vec{F}] \cdot \vec{e}_\Delta$$

Théorème : Théorème du moment cinétique

On a :

$$\frac{dL_\Delta(M)}{dt} = \sum \mathcal{M}_\Delta(\vec{F}_i)$$

Ce qu'on peut écrire en vectoriel par :

$$\frac{d\vec{L}_O(M)}{dt} = \sum \vec{\mathcal{M}}_O(\vec{F}_i)$$

Définition : Rotation

Un solide S est en rotation autour d'un axe Δ si tous ses points ont une trajectoire circulaire centrée sur un point de Δ .

Donc tous les points du solide sont à une distance constante les uns des autres, on n'a besoin que d'un seul angle θ pour tous les repérer dans l'espace.

On définit $\omega = \dot{\theta}$ la vitesse angulaire du solide.

On définit $\dot{\omega} = \ddot{\theta}$ l'accélération angulaire du solide.

Comme S est en rotation, pour un point M de S on peut écrire :

$$\vec{v}(M) = r\omega \vec{e}_\theta$$

$$\vec{\Gamma}(M) = -r\omega^2 \vec{e}_r + r\dot{\omega} \vec{e}_\theta$$

Définition : Moment d'inertie

Pour S un solide en rotation autour de Δ , on a toujours que :

$$L_{\Delta}(S) = J_{\Delta}\omega$$

Où J_{Δ} est une constante, appelée le moment d'inertie du solide.

Donc dans la formule du moment cinétique, on aura très simplement :

$$\frac{dL_{\Delta}(S)}{dt} = J_{\Delta}\dot{\omega}$$

L'énergie cinétique du solide peut aussi être calculée très facilement, et vaut :

$$E_c(S) = \frac{1}{2}J_{\Delta}\omega^2$$

Théorème : Exemples de moments d'inertie

Pour une tige de masse m de longueur L par rapport à un axe orthogonal : $J_{\Delta} = \frac{1}{3}mL^2$ si la tige touche l'axe en ses extrémités ; $J_{\Delta} = \frac{1}{12}mL^2$ si l'axe est au milieu de la tige.

Pour un cerceau de masse M et de rayon R par rapport à son axe de révolution : $J_{\Delta} = mR^2$.

Disque ou cylindre de masse m , de rayon R par rapport à son axe de révolution : $J_{\Delta} = \frac{1}{2}mR^2$.

Boule pleine de masse m , de rayon R par rapport à l'un de ses axes de révolution : $J_{\Delta} = \frac{2}{5}mR^2$.

Définition : Forces à considérer

On peut, dans un solide en rotation, avoir deux forces de résultante nulle (elles ont même norme) mais dont la somme des moments ne l'est pas. On l'appelle un couple de forces.

Il y a aussi, pour la rotation entre le solide et l'axe, un pivot qui peut être solide. Soit on néglige le frottement engendré par ce pivot et on dit qu'on a une liaison pivot parfaite, soit on la considère comme un couple de forces résistant.

Théorème : Théorème du moment cinétique

On a vu comment on devait écrire $\frac{dL_{\Delta}}{dt}$, ce qui quand on réinjecte dans le théorème du moment cinétique donne :

$$J_{\Delta}\frac{d\omega}{dt} = \sum \mathcal{M}_{\Delta}(ecF)$$

Définition : Grandeurs associées à une force

Dans ce système, on peut réécrire la puissance d'une force comme :

$$\mathcal{P} = \mathcal{M}_{\Delta}\omega$$

Et son travail comme :

$$W = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \mathcal{M}_{\Delta} d\theta$$

Théorème : Théorème de l'énergie cinétique

On peut donc réécrire le théorème de l'énergie cinétique :

$$\frac{1}{2}J_{\Delta}(\omega_f^2 - \omega_i^2) = \sum W^{i \rightarrow f}$$

V Thermo

V.1 Premier Principe

Définition : Transformation

Une transformation passe d'un état d'équilibre thermodynamique A à un état d'équilibre thermodynamique B .

Les équilibres sont mécaniques ou thermiques :

Un équilibre mécanique est un état où la pression n'évolue plus.

Un équilibre thermique est un état où la température n'évolue plus.

Un équilibre thermodynamique est un état d'équilibre thermique et mécanique.

Définition : Réversibilité

Une transformation est réversible si elle passe par une succession continue d'états d'équilibre.

Une transformation est quasi-statique si, en tout instant, $P_{int} = P_{ext}$. Elle n'est pas forcément réversible, ça dépendra de l'évolution de la température.

Une transformation non-réversible est dite irréversible.

Définition : Types de transformations

- Une transformation est isotherme si $T = cste$
- Une transformation est isobare si $p = cste$
- Une transformation est isochore si $V = cste$
- Une transformation est monobare si $p_{ext} = cste$
- Une transformation est monotherme si $T_{ext} = cste$
- Une transformation est adiabatique si $Q = 0$
- Une transformation est isentropique si $\Delta S = 0$, elle doit être adiabatique et réversible.

Définition : Travail

On note W le travail de toutes les forces non-conservatives sur le système.

On a $\delta W = -P_e dV$ pour les forces de pression (donc la majorité des cas)

W est le travail reçu par le système ; $W > 0$ et le système reçoit de l'énergie mécanique, $W < 0$ et il en fournit.

Définition : Chaleur

On note Q l'ensemble des transferts énergétiques non-mécaniques au système.

Q est la chaleur reçue par le système, si elle est négative alors le système fournit de la chaleur, si elle est positive alors il en reçoit.

Définition :

On note U l'énergie d'un système, distincte de l'énergie cinétique et potentielle. Elle est quand même en joules J .

Théorème : Premier principe de la thermodynamique

Pour un système immobile :

$$dU = \delta W + \delta Q$$

$$U = W + Q$$

On peut aussi écrire de manière plus générale

$$\Delta E = W + Q$$

Avec ΔE la différence d'énergie thermodynamique ($\Delta E = \Delta E_c + \Delta E_p + \Delta U$)

Définition : Enthalpie

On note H l'enthalpie en joules J d'un système définie par :

$$H = U + PV$$

H ne dépend que de la température, tout comme l'énergie.

Théorème : Lois de Joule

On a l'existence d'une constante appelée la capacité thermique d'un système, telle que :

$$\Delta U = C_P \Delta T$$

On a que $C_P = \frac{\partial H}{\partial T}$

On définit la capacité thermique molaire :

$$C_{P_m} = \frac{C_P}{n}$$

On définit la capacité thermique massique :

$$c_P = \frac{C_P}{m}$$

On peut définir les mêmes valeurs pour l'enthalpie, en partant de C_V la capacité calorifique, définie telle que :

$$\Delta H = C_V \Delta T$$

D'où, pour un gaz parfait :

$$C_V = C_P + nR$$

Et on a de même $C_{V_m} = \frac{C_V}{n}$ et $c_V = \frac{C_V}{m}$

Ce qui amène à définir le coefficient de Laplace :

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{C_{P_m}}{C_{V_m}} = \frac{c_P}{c_V}$$

Théorème : Pour un gaz parfait

Pour des gaz parfaits monoatomiques, on a :

$$\begin{array}{lll} C_P = \frac{5}{2}nR & C_{P_m} = \frac{5}{2}R & c_P = \frac{5}{2} \frac{R}{M} \\ C_V = \frac{3}{2}nR & C_{V_m} = \frac{3}{2}R & c_V = \frac{3}{2} \frac{R}{M} \end{array}$$

Pour des gaz parfaits diatomiques, on a :

$$\begin{array}{lll} C_P = \frac{7}{2}nR & C_{P_m} = \frac{7}{2}R & c_P = \frac{7}{2} \frac{R}{M} \\ C_V = \frac{5}{2}nR & C_{V_m} = \frac{5}{2}R & c_V = \frac{5}{2} \frac{R}{M} \end{array}$$

Théorème : Pour une phase condensée

Dans le cas d'une phase condensée, les capacités calorifiques sont égales aux capacités thermiques. On note :

$$C = C_V = C_P$$

$$C_m = C_{V_m} = C_{P_m}$$

$$c = c_V = c_P$$

V.2 Second principe**Théorème : Second principe de la thermodynamique**

Il existe pour tout système thermodynamique une fonction d'état S appelée l'entropie telle que pour toute transformation :

$$S_i \leq S_f$$

L'entropie est en joules par Kelvin $J.K^{-1}$

L'inégalité est stricte si la transformation est irréversible, et c'est une égalité si elle est réversible.

L'entropie se sépare entre :

- L'entropie échangée S_e , qui correspond aux échanges thermiques. On a $\delta S_e = \frac{\delta Q}{T_{ext}}$.
- L'entropie de création S_c correspond à la variation d'entropie : si la transformation est réversible, elle est nulle. Sinon, elle est strictement positive.

On a donc :

$$\Delta S = S_e + S_c = \frac{Q}{T_{ext}} + S_c \text{ ou } dS = \frac{\delta Q}{T_e} + \delta S_c$$

Théorème :

Si le système fait des échanges avec plusieurs thermostats, on écrira :

$$\delta S_e = \frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q_2}{T_2} + \dots + \frac{\delta Q_p}{T_p}$$

Théorème : Calcul d'entropie

La formule pour calculer l'entropie d'une phase condensée est :

$$S(T_B) - S(T_A) = c \ln \left(\frac{T_B}{T_A} \right)$$

Pour un gaz parfait, on a deux cas :

P fixe	$S(T_B, V_B) - S(T_A, V_A) = nC_{V_m} \ln \left(\frac{T_B}{T_A} \right) + nR \ln \left(\frac{V_B}{V_A} \right)$
V fixe	$S(T_B, p_B) - S(T_A, p_A) = nC_{P_m} \ln \left(\frac{T_B}{T_A} \right) - nR \ln \left(\frac{p_B}{p_A} \right)$

Théorème : Loi de Laplace

Pour une transformation isentropique d'un gaz parfait, on peut écrire :

$$pV^\gamma = cste$$

$$TV^{\gamma-1} = cste$$

$$T^\gamma p^{\gamma-1} = cste$$

V.3 Machines thermiques**Théorème : Enthalpie de changement d'état**

Lors d'un changement d'état, on ne peut pas écrire les lois de Joule directement. À la place, on doit décomposer le changement d'état :

A est l'état de départ de la transformation (état 1).

B est l'état d'arrivée de la transformation (état 2).

C est le point du changement d'état sur le diagramme. Alors :

$$\Delta H = C_{V_2}(T_B - T_C) + \Delta h_{1 \rightarrow 2} T_C + C_{V_1}(T_C - T_A)$$

$$\Delta H = C_{V_2}(T_B - T_c) + h_2(T_C) - h_1(T_C) + C_{V_1}(T_C - T_A)$$

Définition : Machine thermique

Une machine thermique est une machine qui contient un fluide (liquide ou gaz) qui subit des cycles de transformations.

On définit son rendement comme :

$$\eta = \left| \frac{\text{transfert utile}}{\text{transfert payé}} \right|$$

Pour tout moteur, η est inférieur ou égal au rendement du cycle s'il était réversible.

VI Chimie

VI.1 Cinétique

Définition : Généralités

Une espèce (physico-chimique) est une substance avec une formule chimique et un état (solide, liquide, gaz, soluté).

La composition d'un système est l'ensemble des quantités de matière des constituants du système.

Une espèce dissoute dans un solvant est un soluté, si le solvant est l'eau, l'espèce est aqueuse. Toutes les espèces dans l'eau sont dissoutes, sauf l'eau.

On associe à une espèce dissoute une concentration en $\text{mol.L}^{-1} = \frac{n}{V}$ où n est la quantité de matière de l'espèce et V le volume total. On définit la concentration en masse comme la concentration multipliée par la masse molaire de l'espèce.

Une espèce gazeuse se comporte comme un gaz parfait dans cette modélisation, on a donc : $PV = n_{\text{totgaz}}RT$

La pression partielle d'une espèce indexée i est donc $P_iV = n_iRT$. La fraction molaire d'un constituant dans un mélange est $\frac{n_i}{n_{\text{totgaz}}}$

Une transformation est totale (resp. limitée) si un réactif appelé limitant disparaît (resp. lorsque l'avancement total n'atteint pas sa valeur maximale).

L'état final d'une transformation est un état d'équilibre chimique : $x_f = x_{eq}$

Théorème : Evolution chimique

Le quotient de réaction est défini par $Q_r = \prod_i a(A_i)^{v_i}$, où $a(A_i)$ réfère à l'activité d'une espèce :

- L'activité d'un solide ou d'un liquide pur vaut toujours 1.
- L'activité d'un soluté est $a(A_i) = \frac{[A_i]}{c^0}$ avec $[A_i]$ concentration molaire et $c^0 = 1\text{mol.L}^{-1}$
- L'activité d'un gaz parfait est $a(A_i) = \frac{P_i}{P^0}$ où P_i pression partielle et $P^0 = 1\text{bar} = 10^5\text{Pa}$

Le quotient de réaction tend vers une constante d'équilibre $K^0(T)$ qui ne dépend que de la température. On a en déduit la loi d'action de masse : $K^0(T) = \prod_i a(A_i)_{eq}^{v_i}$.

On a que si $Q_r < K^0(T)$ (resp. $Q_r = K^0(T)$, $Q_r > K^0(T)$), le système évolue dans le sens direct de l'équation de réaction (resp. est à l'équilibre, évolue dans le sens indirect).

Définition : Vitesses dans une réaction

La vitesse de consommation d'un réactif (resp. de formation d'un produit) A_i est définie par :

$$v_{d,A_i} = -\frac{d[A_i]}{dt} \quad (\text{resp. } v_{f,A_i} = \frac{d[A_i]}{dt})$$

La vitesse de volumique de réaction de la réaction $\sum_i v_i A_i = 0$ est définie par : $v = \frac{1}{V} \frac{dx}{dt}$ avec x

l'avancement. Alors pour tout constituant, $v = \frac{1}{v_i V} \frac{dn_{A_i}}{dt}$

Si la réaction admet un ordre, la vitesse de réaction s'écrit sous la forme : $v = k \prod_i [A_i]^{\alpha_i}$; α_i est l'ordre partiel de la réaction par rapport à A_i , distinct de v_i ; k est la constante de vitesse de la réaction. $\sum_i \alpha_i$ est appelé ordre total de la réaction.

La constante k ne dépend que de la température. Loi empirique d'Arrhenius : $k = A \exp(-\frac{E_a}{RT})$ où A est une constante et E_a est l'énergie molaire d'activation de la réaction (J.mol^{-1})

Méthode : Calculs d'ordre

On a ces avancements pour l'espèce A selon l'ordre de sa réaction :

- En ordre 0 : $-\frac{1}{|v_A|} \frac{d[A]}{dt} = k \Rightarrow [A] = [A]_0 - |v_A|kt$
- En ordre 1 : $-\frac{1}{|v_A|} \frac{d[A]}{dt} = k[A] \Rightarrow \ln([A]) = \ln([A]_0) - |v_A|kt$
- En ordre 2 : $-\frac{1}{|v_A|} \frac{d[A]}{dt} = k[A]^2 \Rightarrow \frac{1}{[A]} - \frac{1}{[A]_0} = |v_A|kt$
- Avec les produits $|v_a|A + |v_b|B$, si on a des ordres partiels, alors $-\frac{1}{|v_a|} \frac{d[A]}{dt} = k[A]^\alpha[B]^\beta$ qui peut parfois se simplifier.

Méthode : Temps de demi-réaction

Le temps de demi-réaction est le temps au bout duquel la moitié de l'avancement final est atteint. Avec une réaction totale d'équation $|v_A|A = \text{produits}$, on a :

- En ordre 0 : $t_{1/2} = \frac{[A]_0}{2|v_A|k}$
- En ordre 1 : $t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{|v_A|k}$
- En ordre 2 : $t_{1/2} = \frac{1}{|v_A|k[A]_0}$

Théorème : Beer-Lambert

La loi de Beer-Lambert est que $A = \varepsilon_{\lambda,T}lc$ avec $\varepsilon_{\lambda,T}$ le coefficient d'absorption molaire à la température T et à la longueur d'onde λ , l la longueur de la cuve du spectrophotomètre et c la concentration molaire de l'espèce qui absorbe.

La conductivité d'une solution s'écrit $\sigma = \sum_{i, \text{ions}} \lambda_i c_i$ où λ_i est la conductivité molaire de l'ion i ($S \cdot m^2 \cdot mol^{-1}$) et c_i la concentration molaire de l'ion.

On note $G = k_{cell}\sigma$ où k_{cell} la constante de cellule de la sonde du conductimètre.

VI.2 Molécules et ions

Méthode : Déterminer un schéma de Lewis

La position dans le tableau périodique permet de déterminer le nombre d'électrons de valence : 1 pour la colonne 1, 2 pour la 2, 3 pour la 13, 4 pour la 14, 5 pour la 15, 6 pour la 16, 7 pour la 17 et 8 pour la 18 (sauf l'hélium, qui a 2)

une fois déterminé, on en déduit le nombre P_v de paires de valence : $N_v = \sum_i n_i$ et on en déduit $P_v = \frac{N_v}{2}$.

On décide d'un atome central, on répartit ensuite les doublets liants pour respecter la règle de l'octet (et plus rarement celle du duet).

Pour calculer la charge formelle d'un atome dans l'édifice, on détermine son nombre d'électrons de valence n_v , puis on détermine son nombre d'électrons de valence dans la molécule noté $n_{v,m}$ (on compte 2 pour tout doublet non-liant, 1 pour tout doublet liant, un par électron célibataire). On en déduit alors la charge formelle $c_f = n_v - n_{v,m}$

Méthode : Déterminer la configuration électronique

1. Déterminer le nombre total d'électrons de l'atome
2. S'il y a assez d'électrons pour remplir une sous-couche, on la note de la forme md^n , où n est le nombre d'électrons maximal de la couche, m un nombre (qui indique la couche) et d une lettre (qui indique la sous-couche), md représente une sous-couche.
3. S'il n'y a pas assez d'électrons pour remplir une sous-couche, on la note de la forme md^n , où n est le nombre d'électrons qui restaient après avoir distribué les autres dans les couches précédentes.

Les couches sont, dans l'ordre :

1s qui peut contenir 2 électrons
2s qui peut contenir 2 électrons
2p qui peut contenir 6 électrons
3s qui peut contenir 2 électrons
3p qui peut contenir 6 électrons
3d qui peut contenir 10 électrons
4s qui peut contenir 2 électrons
4p qui peut contenir 6 électrons
4d qui peut contenir 10 électrons
4f qui peut contenir 14 électrons

VI.3 Solides cristallins**Définition : Grandeurs**

Coordination : nombre de plus proches voisins d'un atome, à l'intérieur et à l'extérieur de la maille
Population : nombre d'entités présentes dans la maille, sans compter les bouts de l'entité dans une maille voisine. Noeuds par maille quoi.
Tangence : relation qui relie a le rayon de la maille cubique et r le rayon de l'atome (exemple : $a = 2r$ pour cubique simple)
Compacité \mathcal{C} : rapport du volume occupé par les atomes de la maille sur le volume de la maille (compacité de 1 : tout l'espace serait occupé)
Rayon de Van der Waals : distances entre deux molécule plus proches voisines
Rayon métallique : demi-distance entre les noyaux de deux atomes plus proches voisins
Rayon covalent : demi-distance entre les noyaux de deux atomes liés par liaison covalente
Rayon ionique : distance entre anion et cation voisin (somme de leurs rayons ioniques)

Définition : Types de cristaux

Types de cristaux :

- Les cristaux métalliques : ce sont des cations, dedans, les électrons de valence sont répartis dans tout le cristal. Les liaisons sont dites "métalliques" (donc fortes, il faut $100-600 kJ.mol^{-1}$ pour en casser). Les liaisons ne sont pas directionnelles, vu que les électrons se baladent dans tout le cristal, sans se préoccuper des noyaux. Le métal est libertaire ???
- Les cristaux covalents : toutes les liaisons sont covalentes, donc elles relient un électron d'un atome à un électron de l'autre (liaisons fortes, il faut $\sim 100 kJ.mol^{-1}$ pour en casser). Les angles entre liaisons sont régies par règles de Lewis, et donc les liaisons sont directionnelles.
- Les cristaux moléculaire : les liaisons entre les molécules sont des liaisons hydrogènes (donc plus faibles, il faut $10 kJ.mol^{-1}$ pour en casser). Les liaisons sont directionnelles.
- Les solides ioniques : ce qui compose les éléments de la maille, c'est pas des atomes mais des ions (genre le sel $NaCl$, ou Na^+, Cl^-). Dans ce cas, un des ions sera dans les lieux géométriques normaux de la maille, et l'autre ion sera dans les sites interstitiels. Encore une fois, liaisons fortes, il faut quelques centaines de $kJ.mol^{-1}$ pour casser des liaisons. La liaison n'est pas directionnelle.

Définition : Types de mailles

- Cubique simple : un atome sur tous les sommets d'un cube
 - tangence : $a = 2r$;
 - population 1 ;
 - coordinence 6 ;
 - compacité $\frac{1 \times \frac{4}{3}\pi r^3}{a^3} = \frac{\pi}{6} \simeq 0,52$.
- Hexagonale complète : hors programme
- Cubique Face Centrée (CFC) : un atome sur tous les sommets du cube, et un atome sur toutes les faces du cube
 - tangence $\frac{a\sqrt{2}}{2} = 2r$ (ou $a\sqrt{2} = 4r$) ;
 - population 4 ;
 - coordinence 12 (pour un sommet, les 3 ppv dans une maille sont sur les faces. Le sommet est partagé dans huit cubes, et il faut calculer les ppv sur chaque maille et enlever les redondants pour obtenir 12)
 - Compacité : $\frac{4 \times \frac{4}{3}\pi r^3}{a^3} = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} \simeq 0,74$ (qui est la compacité max possible, peu importe le sphere packing qu'on tenterait, même l'hexagonale complète fait pas mieux)

Théorème : Sites interstitiels (CFC)

Comme on peut le remarquer si on trace les cercles qui se touchent dans la maille CFC, il y a en fait des trous ; les sphères sur des sommets ne touchent que les sphères sur les faces, et pas les autres sphères sur les sommets.

Ces trous sont des sites interstitiels, intéressants parce qu'on peut insérer des atomes dedans... Ils sont en deux catégories.

Les sites interstitiels tétraédriques, au nombre de 8 par maille. Ils sont situés entre un sommet et les trois atomes les plus proches (ceux sur les faces). Le rayon maximum dans lequel on peut insérer un atome dans un site tétraédrique est $0,225r$ (avec r le rayon d'un atome sommet ou face)

Les sites octaédriques, au nombre de 4 par maille. Ils sont situés entre deux centres et deux sommets, qui sont étendus aux mailles les plus proches (ce qui donne bien un octaèdre). Le rayon maximum d'insertion est $0,414r$ (avec r le rayon d'un atome sommet ou face)

Les sites interstitiels permettent par exemple de faire des alliages, et faire un solide plus résistant. On parle d'insertion si l'atome est inséré dans un site interstitiel, de substitution si on enlève un atome de la maille pour le remplacer par un autre.

On pourrait faire la même avec la cubique simple.

Preuve

Pour l'habitabilité du site tétraédrique :

On représente la vue dans le plan diagonal d'un petit cube d'arête $\frac{a}{2}$ (on considère le cube constitué par un sommet et les trois faces les plus proches)

En notant r le rayon des sphères et r_t le rayon du site tétraédrique, on obtient la relation suivante :

$$a \frac{\sqrt{3}}{4} = r + r_t$$

(Schéma du plan qui coupe deux atomes de la maille qui se touchent, rectangle de taille $2r = \frac{a}{2}\sqrt{2}$ et $\frac{a}{2}$)

Sachant que $4r = a\sqrt{2}$, on obtient finalement :

$$r_t = \left(\sqrt{\frac{3}{2}} - 1 \right) r \simeq 0,225r$$

Preuve

Pour l'habitabilité du site octaédrique :

On représente la vue dans le plan médian d'un cube d'arête a (on considère la maille classique et le site octaédrique au milieu de lui)

En notant r le rayon des sphères et r_o le rayon du site octaédrique, on obtient la relation suivante :

$$2r + 2r_o = a$$

(Schéma du plan médian qui coupe quatre atomes de la maille qui se touchent, carré de côté a , les centres des cercles au milieu des côtés)

Sachant que $4r = a\sqrt{2}$, on obtient finalement :

$$r_o = (\sqrt{2} - 1) r \simeq 0,414r$$

Méthode : Population d'une maille

Une entité peut appartenir à plusieurs mailles, pour déterminer combien d'entités d'un type appartiennent à une maille, on les compte en pondérant selon ces règles :

- $\frac{1}{8}$ pour une entité sur un sommet de la maille (participe à huit autres mailles)
- $\frac{1}{4}$ pour une entité sur une arête
- $\frac{1}{2}$ pour une entité sur une face
- 1 pour une entité complètement à l'intérieur

Méthode : Rayons des sphères à partir des paramètres de maille

Il faut déterminer la direction selon laquelle le contact entre sphère se fait, et en déduire la relation entre le rayon et le paramètre de maille a

Pour la maille CFC : On a des sphères dans tous les coins de la maille, et une sphère au milieu de la face. Les sphères se touchent toutes.

Le contact se fait sur la diagonale de la face, or la diagonale d'un carré de côté a est de longueur $a\sqrt{2}$, on en déduit $4r = a\sqrt{2}$

Méthode : Compacité d'une structure

Déterminer :

- N la population de la maille
- V le volume de la maille
- r le rayon des sphères

La compacité dans le modèle des sphères dures est $C = \frac{N(\frac{4}{3}\pi r^3)}{V}$

Méthode : Masse volumique d'une structure

Déterminer :

- N le nombre d'entités par maille
- V le volume de la maille

La masse volumique est $\rho = \frac{m_{\text{maille}}}{V_{\text{maille}}} = \frac{NM}{N_A V}$

VI.4 Oxydo-réduction

Définition :

Oxydant : peut capter électron

Réducteur : peut céder électron

Couple Ox/Red lié par la demi-équation électronique : $Ox + ne^- + xH^+ = Red + yH_2O$

Nombre d'oxydation NO : déficit ou gain en électrons d'un élément (pour un couple, le réducteur a le NO le plus bas).

Méthode : Déterminer le NO

Si monoatomique, égal à la charge de l'édifice.

Sinon, on fait un schéma de Lewis (en notant bien où les charges finales sont localisées). Ensuite, on compte le nombre n_e d'électrons autour de l'atome dont on veut le NO (en considérant que dans une liaison, l'atome le plus électronégatif attire les électrons). Le NO sera $Z - n_e$

Définition : Pile

Avec deux couples Ox/Red, on les met dans des béchers avec une électrode de métal dedans, on appelle ça des électrodes. On relie les béchers par un pont salin (ce qui permet la réaction d'oxydo-réduction, oxydation d'un élément et réduction de l'autre) et les lames de métal par un conducteur de courant.

L'électrode où se produit l'oxydation est l'anode (c'est là qu'un réactif reçoit des électrons, devient plus négatif et ion négatif = anion)

L'électrode où se produit la réduction est la cathode (c'est là qu'un réactif cède des électrons, devient plus positif et ion positif = cation)

La réduction cède des électrons : le courant va de la cathode vers l'anode.

On appelle δq la charge élémentaire débitée par une pile.

On a alors $\delta q = idt = zF d\xi$

$F = 96485 C \cdot mol^{-1}$ est la constante de Faraday

z est le nombre d'électrons dans l'équation d'oxydo-réduction (ils s'annulent des deux côtés)

Théorème : Nernst

$$E = E^0(Ox/Red) + \frac{RT}{nF} \ln \frac{a_{Ox} a_{H^+}^x}{a_{Red} a_{H_2O}^y}$$

E est le potentiel d'un couple Ox/Red particulier.

$E_0(Ox/Red)$ est une constante liée à un couple, le potentiel standard. Plus il est grand, plus on dit que son oxydant est fort, plus il est petit, plus on dit que le réducteur est fort. La réaction prépondérante est entre l'oxydant le plus fort et le réducteur le plus fort, et se déroule jusqu'à la consommation du réactif limitant ou jusqu'à l'état où les potentiels des deux couples sont égaux.

n est le nombre d'électrons impliqués.

On a $\frac{RT}{F} \ln(10) \simeq 0,06V$, ce qu'on utilise en pratique.

La constante d'équilibre d'une réaction d'oxydo-réduction est $K^0 = 10^{\frac{n(E^0(Ox1/Red1) - E^0(Ox2/Red2))}{0,06}}$, où Ox1 est réduit et Red2 est oxydé. n est le nombre d'électrons impliqués.

VI.5 Acides et bases

Pour toute grandeur X de cette section, on peut ajouter p devant afin d'obtenir la grandeur $pX = -\log X$

Définition :

Acide : peut céder H^+ (proton)

Base : peut capter H^+

Couple acide/base HA/A^-

Ampholyte ou amphotère : base d'un couple et acide d'un autre.

Constante d'acidité : $K_a = \frac{[A^-][H_3O^+]}{[HA]c_0}$ (constante de basicité : $K_b = K_e/K_a$)

Un acide/une base est forte si sa réaction avec l'eau est totale (resp K_a haut, K_b haut)

Définition : Réaction

Soient HA_1/A_1^- et HA_2/A_2^- deux couples acide/base, le proton qui passe du premier couple à l'autre est $HA_1 + A_2^- = HA_2 + A_1^-$

La constante d'équilibre s'écrit $K = K_{a1}/K_{a2}$

Théorème : Autoprotolyse

La réaction $2H_2O = HO^- + H_3O^+$ est l'autoprotolyse de l'eau

Sa constante d'équilibre est $K_e = \frac{[H_3O^+][HO^-]}{(c_0)^2}$ (où $c_0 = 1 \text{ mol.L}^{-1}$)

On a $pH = -\log \frac{[H_3O^+]}{c_0}$

Dans une réaction avec un seul couple HA/A^- , on a $pH = pK_a + \log \frac{[A^-]}{[HA]}$

Méthode : Déterminer la réaction prépondérante

1. Déterminer les espèces dans le mélange après la réaction totale des acides et bases fortes avec l'eau
2. La réaction prépondérante est celle de l'acide le plus fort avec la base la plus faible (règle du Gamma)
3. écrire l'équation de la RP
4. Tableau d'avancement
5. Conclusion

VI.6 Précipités**Définition :**

Un précipité est un solide composé de deux ions. On le note C_xA_y , où C_x est le cation (positif) et A_y l'anion (négatif).

On parle de couple donneur/accepteur d'anion pour C_xA_y/C_x .

Une réaction de dissolution est $C_xA_y = xC^{y+} + yA^{x-}$

Une réaction de précipitation est $xC^{y+} + yA^{x-} = C_xA_y$

Comme pour les acides, un cation qui peut être dissous une nouvelle fois est appelé un amphotère.

Définition :

La constante de solubilité K_S est la constante d'équilibre thermodynamique de la réaction de dissolution, soit $K_s = \frac{[C^{y+}]^x [A^{x-}]^y}{c_0^{x+y}}$ à l'équilibre.

On peut aussi utiliser le quotient de réaction Q_r , en remplaçant K^0 par K_S

(Rappel : si $Q_r < K^0(T)$ (resp. $Q_r = K^0(T)$, $Q_r > K^0(T)$), le système évolue dans le sens direct de l'équation de réaction (resp. est à l'équilibre, évolue dans le sens indirect).)

On note $pC = -\log \frac{[C^{y+}]}{c_0}$ et $pA = -\log \frac{[A^{x-}]}{c_0}$

s la solubilité est la quantité maximale de matière qu'on peut dissoudre dans un litre de solution (on la calcule avec un tableau d'avancement et K_S)

Méthode : Utiliser la condition de précipitation

On calcule d'abord le quotient de réaction Q_r , puis on le compare à K_S . Si $Q_r > K_S$, la solution est saturée et le précipité est formé.

Méthode : Diagramme d'existence

On écrit l'équation de dissolution, la frontière du domaine d'existence du précipité est le point où le précipité apparaît. L'espèce soluble est alors de concentration initiale x_0

Chapitre V

Physique - spé

I Mécanique

I.1 Référentiels non-galiléens

Définition : Référentiels

Dans cette partie, on se munira de deux référentiels.

\mathcal{R} le référentiel de référence

\mathcal{R}' le référentiel en mouvement par rapport au premier.

Tout mouvement dans \mathcal{R}' sera appelé mouvement relatif.

On dit que \mathcal{R}' est en rotation uniforme autour d'un axe fixe de \mathcal{R} si les axes de \mathcal{R}' sont en rotation à vitesse angulaire constante ω par rapport à un axe immobile dans \mathcal{R} .

Théorème : Composition des vitesses

Si \mathcal{R}' est en rotation autour de \mathcal{R} :

$$\left. \frac{d\vec{A}}{dt} \right|_{\mathcal{R}} = \left. \frac{d\vec{A}}{dt} \right|_{\mathcal{R}'} + \vec{\omega}(\mathcal{R}'/\mathcal{R}) \wedge \vec{A}$$

Si \mathcal{R}' est en translation autour de \mathcal{R} :

$$\left. \frac{d\vec{OA}}{dt} \right|_{\mathcal{R}} = \left. \frac{d\vec{O'A}}{dt} \right|_{\mathcal{R}'} + \frac{d\vec{OO'}}{dt}$$

Dans les deux cas, on notera $\vec{v}_a = \vec{v}_r + \vec{v}_e$, où v_a est la vitesse absolue de l'objet, v_r sa vitesse relative dans l'autre référentiel et v_e la vitesse d'entraînement (la vitesse d'un point fixe de l'autre référentiel)

Théorème : Comporision des accélérations

Si \mathcal{R}' est en translation autour de \mathcal{R} :

$$\left. \frac{d^2 \overrightarrow{OA}}{dt^2} \right|_{\mathcal{R}} = \left. \frac{d^2 \overrightarrow{O'A}}{dt^2} \right|_{\mathcal{R}'} + \frac{d^2 \overrightarrow{OO'}}{dt^2}$$

On notera $\vec{a}_a = \vec{a}_r + \vec{a}_e$, où a_a est l'accélération absolue de l'objet, a_r son accélération relative dans l'autre référentiel et a_e l'accélération d'entraînement (accélération d'un point fixe de l'autre référentiel)

Si \mathcal{R}' est en rotation autour de \mathcal{R} :

$$\overrightarrow{a(M)}_{\mathcal{R}} = \overrightarrow{a(M)}_{\mathcal{R}'} + \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \overrightarrow{OM}) + 2\vec{\omega} \wedge \overrightarrow{v(M)}_{\mathcal{R}'}$$

Ce qu'on note aussi $\vec{a}_a = \vec{a}_r + \vec{a}_e + \vec{a}_c$, où \vec{a}_c est l'accélération de Coriolis, qui n'apparaît que dans les référentiels tournant.

Théorème : Forces d'inertie

Comme on l'a vu, il y a des accélérations d'entraînement dans les référentiels non-galiléens. Pour simplifier, on décide juste de les modéliser comme une force, c'est la force d'inertie d'entraînement \vec{f}_{ie}

On a, pour une translation :

$$\vec{f}_{ie} = -m \overrightarrow{a(O')_{\mathcal{R}}}$$

Et pour une rotation :

$$\vec{f}_{ie} = +m\omega^2 \overrightarrow{HM}$$

Où H est le projeté orthogonal du point M sur l'axe de rotation.

Théorème : Force de Coriolis

De même manière, on modélise l'accélération de Coriolis comme une force, la force d'inertie de Coriolis \vec{f}_{ic} :

$$\vec{f}_{ic} = -2m\vec{\omega} \wedge \overrightarrow{v(M)}_{\mathcal{R}'}$$

Cette force est perpendiculaire à la trajectoire, donc sa puissance et son travail sont toujours nuls.

Théorème : TEC non-galiléen

Comme l'inertie de Coriolis a un travail nul, on peut écrire :

$$\Delta E_c = W_{A \rightarrow B}^{ext} + W_{A \rightarrow B}^{ie}$$

I.2 Frottement solide

Définition : Force de réaction

Tout point matériel M en contact avec un support subit une réaction de ce support, qui se décompose en deux composantes :

$$\vec{R} = \vec{N} + \vec{T}$$

\vec{N} est normale au support, dirigée vers l'extérieur (empêche la pénétration). Tant qu'il y a contact, elle existe.

\vec{T} est tangentielle au support, dirigée en contresens du mouvement.

Théorème : Coefficient de frottement

Il existe un coefficient sans dimension f , appelé coefficient de frottement, tel que :

Si M est immobile : $\|\vec{T}\| \leq f\|\vec{N}\|$

Si M est en mouvement : $\|\vec{T}\| = f\|\vec{N}\|$

En réalité, ces deux coefficients ne sont pas égaux, il y a un coefficient statique f_s et un coefficient dynamique f_d avec $f_s \leq f_d$, mais on ignore la différence le plus souvent.

Théorème : Aspects énergétiques du frottement

Le frottement est une force non-conservative résistance.

Si M est en mouvement : $\mathcal{P}(\vec{R}) = \mathcal{P}(\vec{T}) = -\|\vec{T}\|\|\vec{v}\|$

Sinon : $\mathcal{P}(\vec{R}) = 0$

II Mécanique quantique

II.1 Einstein De Broglie vont dans un bar parce que De Broglie a vraiment un nom de merde

Théorème : Planck-Einstein et De Broglie

Les relations de Planck-Einstein pour une onde électromagnétique :

$$E = h\nu = \hbar\omega$$

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} = \frac{h}{\lambda_0} \vec{u}$$

Les relations de De Broglie pour la matière :

$$\nu_{DB} = \frac{E}{h} \text{ ou } \omega_{DB} = \frac{E}{\hbar}$$

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{p}$$

p est l'impulsion, mv pour de la matière.

II.2 Les bases de la fonction d'onde

Définition : Fonction d'onde

La fonction d'onde Ψ est une fonction telle que, avec P la probabilité de présence de la particule :

$$\frac{dP}{d\tau} = |\Psi|^2$$

On la considérera dans la suite comme une fonction de x et de t pour simplifier les calculs. On peut alors écrire la condition de normalisation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x, t)|^2 dx = 1$$

Théorème : L'équation de Schrödinger

Si la particule quantique (quanton) est soumis à un potentiel V , l'équation d'onde est solution de l'équation :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}(x, t) + V(x)\Psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

Théorème : Solution stationnaire

Si la fonction d'onde est stationnaire, c'est à dire que son énergie ne dépend pas du temps, on peut l'écrire sous la forme :

$$\Psi(x, t) = \varphi(x)f(t)$$

On peut réinjecter dans l'équation de Schrödinger pour obtenir les équations de Schrödinger indépendantes de l'espace...

$$i\hbar \frac{\partial f}{\partial t} = Ef(t)$$

... et du temps.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + V(x)\varphi(x) = E\varphi(x)$$

Où E est l'énergie de la particule, une constante définie comme :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\varphi(x)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + V(x) = i\hbar \frac{1}{f(t)} \frac{\partial f}{\partial t}$$

On peut résoudre l'équation indépendante de l'espace facilement : $f(t) = f_0 e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = f_0 e^{i\omega_{DB}t}$

Dans ce cas, $|\Psi(x, t)| = \|\varphi(x)\|$, c'est bien un état stationnaire vu que les propriétés ne dépendent pas du temps. Si la résolution était si facile, c'est bien qu'elle servait à rien...

Théorème : Indétermination d'Heisenberg

Si Δx est l'indétermination sur la position et Δp_x l'indétermination sur l'impulsion dans la direction x , on a :

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$$

Ce qu'on notera souvent en ordre de grandeur :

$$\Delta p_x \Delta x \gtrsim \hbar$$

Définition : Vecteur densité de probabilité

Pour une fonction d'onde Ψ , on notera le vecteur densité de courant de probabilité :

$$\overrightarrow{J(M)} = |\Psi(x, t)|^2 \frac{\overrightarrow{p}}{m} = |\Psi(x, t)|^2 \frac{\hbar \overrightarrow{k}}{m}$$

Théorème : Utilité des ondes stationnaires

Les solutions stationnaires de Schrödinger constituent une base des solutions de l'équation. Les solutions sont donc des sommes de solutions stationnaires.

Pour être exact, les solutions générales sont des transformées de Fourier des solutions stationnaires, donc des sommations continues. Mais on ne sait pas manipuler des transformées de Fourier en prépa. Et si on sait, on doit pas le dire.

II.3 Puits infini**Définition : Présentation du problème**

On est dans une cavité unidimensionnelle selon x de longueur L , telle que pour tout point en-dehors du segment, le potentiel appliqué à la particule soit infini ; elle ne peut donc pas sortir de la cavité. Le potentiel dans la cavité est nul.

On décompose Ψ en une fonction d'onde stationnaire $\varphi(x)f(t)$.

On a donc à résoudre, dans la cavité : $\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + 0\varphi(x) = E\varphi(x)$

De plus, on a que $\varphi(0) = 0$ et $\varphi(L) = 0$ par continuité de la fonction d'onde.

Théorème : Solutions

Les solutions sont donc, dans la cavité, de la forme :

$$\Psi(x, t) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right) e^{-i\frac{E_n}{\hbar}t}$$

On associe à cet état les énergies $E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$, qui se retrouvent avec $k_n = \sqrt{\frac{2mE_n}{\hbar^2}} = \frac{n\pi}{L}$

II.4 Marche de potentiel

Définition : Présentation du problème

Une particule "arrive" de moins l'infini selon Ox et en 0, est soumise à un potentiel V_0 .

On peut immédiatement écrire qu'avant la marche de potentiel, la solution stationnaire est de la forme :

$$\Psi(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)} + Be^{i(-kx - \omega t)}$$

On a la continuité de Ψ et de sa dérivée en 0.

Théorème : Solution si l'énergie surpasse le potentiel

On obtient pour $x \leq 0$:

$$\varphi(x) = A(e^{ikx} + re^{-ikx})$$

Pour $x \geq 0$:

$$\varphi(x) = Ate^{ik'x}$$

Où $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$ et $k' = \sqrt{\frac{2m(E - V_0)}{\hbar^2}}$

Et $r = \frac{k - k'}{k + k'}$ et $t = \frac{2k'}{k + k'}$

On définit alors $\vec{J}_i, \vec{J}_r, \vec{J}_t$ les vecteurs densité de courant de probabilité associés aux ondes incidentes, réfléchies et transmises.

On pose $R = \frac{\|\vec{J}_r\|}{\|\vec{J}_i\|}$ et $T = \frac{\|\vec{J}_t\|}{\|\vec{J}_i\|}$ les coefficients de réflexion et de transmission.

On a donc $R + T = 1$.

Théorème : Solution avec énergie moins forte que le potentiel

On aura une onde évanescence : elle se propagera sur une petite distance, puis disparaîtra et sera entièrement réfléchi.

En $x \geq 0$ on aura quelque chose de la forme :

$$\varphi(x) = Ge^{-\mu x}$$

Avec $\mu = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$.

On peut poser les mêmes r et t que la dernière fois, mais ils valent désormais :

$$r = \frac{k - i\mu}{k + i\mu} \text{ et } t = \frac{2k}{k + i\mu}$$

On peut alors trouver $T = 0$.

Et donc en $x \geq 0$, on a une fonction d'onde qui décroît en module à la manière d'une exponentielle. C'est l'onde évanescence.

On pose $\delta = \frac{1}{\mu}$ la "profondeur caractéristique de pénétration" de l'onde.

II.5 Histoire

De tous les chapitres de physique, c'est le seul à demander des connaissances sur son histoire dans le programme... Il est donc important de se souvenir de quelques dates. Je propose celles-ci :

1906 : l'effet photoélectrique est découvert par Einstein, ce qui commence la dualité onde-corpuscule.

1911 : congrès de Solvay, sur la théorie du rayonnement et des quanta

1923 : De Broglie affirme que la matière présente la même dualité onde-corpuscule que la lumière.

1924 : Pauli propose le principe d'exclusion.

1926 : Schrödinger propose "l'équation de la dynamique de la fonction d'onde".

1927 : Heisenberg propose les relations d'indétermination posant une limite aux interprétations classiques.

1927 : congrès de Solvay, sur les électrons et les photons.

1950 : Kastler et Brossel inventent une technique appelée le pompage optique et depuis que j'ai lu ces mots je fais des cauchemars.

1980-1982 : Alain Aspect met en place des expériences avec des photons et détruit les inégalités de Bell.

III Electromagnétique

III.1 Champ électrostatique

Théorème : Théorème de Gauss

Le flux du champ électrostatique sortant d'une surface fermée est relié à la charge contenue à l'intérieur de cette surface par :

$$\Phi = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\varepsilon_0}$$

Méthode d'étude du champ électrostatique :

1. Déterminer les invariances de la distribution de charge, on en déduit le système de coordonnées adapté et le nombre de variables dont il dépend.
2. Déterminer les symétries de la distribution de charges : on trouve tous les plans de symétrie Π de la distribution passant par M , alors $\vec{E}(M) \in \Pi$, ou on peut trouver les plans d'antisymétrie Π^* , dans ce cas $\vec{E}(M) \perp \Pi^*$
3. Choisir une surface de Gauss passant par un point M adapté aux symétries du système ($d\vec{S} \perp$ ou $//$ à $\vec{E}(M)$)
4. Calculer la charge intérieure dans la surface de Gauss
5. Exprimer le flux du champ au travers de la surface
6. Appliquer le théorème de Gauss, et déduire l'expression du champ.

Théorème : Théorème de Gauss gravitationnel

Le flux du champ de gravité sortant d'une surface fermée est relié à la masse intérieure à cette surface par :

$$\Phi_G = \oint_S \vec{G} \cdot d\vec{S} = -4\pi\mathcal{G}M_{int}$$

III.2 Potentiel électrostatique

Définition :

Le potentiel électrostatique est défini à partir du champ \vec{E} par :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V)$$

On dit que \vec{E} dérive du potentiel V . V est en Volt

Théorème :

On a l'équation de Poisson :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

Et dans une région vide de charge on a l'équation de Laplace :

$$\Delta V = 0$$

III.3 Magnétostatique

La magnétostatique résulte des effets créés par des particules chargées en mouvement.

Définition : Courant

Avec n la densité de charges de charge q , on note avec \vec{v} la vitesse des charges le vecteur densité volumique de courant :

$$\vec{j} = nq\vec{v}$$

Alors l'intensité du courant électrique est :

$$i = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

Théorème : Théorème d'Ampère

La circulation du champ magnétostatique le long d'un contour fermé C est reliée à l'intensité traversant une surface s'appuyant sur ce contour (appelée intensité enlacée) par :

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enl}$$

On change la méthode sur plusieurs points :

- Si on trouve un plan de symétrie, alors \vec{B} est orthogonale à celui-ci.
- Si on trouve un plan d'antisymétrie, alors \vec{B} y appartient.
- On choisit un contour d'Ampère, qui est un contour qui entoure une surface. On ne calculera que le courant dans cette surface.

III.4 Distribution dipolaires

Définition :

On appelle moment dipolaire électrique d'une distribution de deux charges ($-q$ en N et $+q$ en P) le vecteur :

$$\vec{p} = q\overrightarrow{NP}$$

La résultante des forces électriques agissant sur un dipôle électrique placé dans un champ extérieur uniforme est nulle.

Un dipôle électrique placé dans un champ \vec{E}_0 uniforme subit un couple de forces de moment :

$$\vec{\Gamma} = \vec{p} \wedge \vec{E}_0$$

L'énergie potentielle d'interaction entre un dipôle électrique et un champ \vec{E} extérieur s'exprime comme :

$$E_p = -\vec{p} \cdot \vec{E}$$

Définition :

On appelle moment dipolaire magnétique d'une spire de courant circulaire de surface S parcourue par un courant d'intensité I le vecteur :

$$\vec{m} = I\vec{S}$$

La résultante des forces est nulle.

Le moment résultant est :

$$\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B}$$

L'énergie potentielle d'interaction s'écrit :

$$E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}$$

Théorème :

Le potentiel créé à grande distance par une distribution dipolaire s'écrit sous la forme :

$$V(M) = \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{p \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Démonstration (à savoir) :

Symétries et invariances : à cause de la séparation de charge entre N chargé $-q$ et P chargé $+q$, on a invariance par rotation d'angle φ autour de l'axe du dipôle. Donc $V(M) = V(r, \theta)$ en coordonnées sphériques.

On a comme symétries de D : tout plan contenant N et P est plan de symétrie. Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est plan de symétrie donc $\vec{E} \in (O, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$. Le plan médian qui passe par O est un plan d'antisymétrie, auquel le champ est toujours orthogonal.

Expression du potentiel : par superposition, on aura :

$$V(r, \theta) = V_+(r, \theta) + V_-(r, \theta) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 PM} + \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 NM}$$

$$\text{On a } PM = \sqrt{PM^2} = \sqrt{\vec{PM} \cdot \vec{PM}} = \sqrt{(\vec{PO} + \vec{OM})(\vec{PO} + \vec{OM})}$$

$$= \sqrt{r^2 - ar\vec{e}_z\vec{e}_r + \left(\frac{a}{2}\right)^2} = r\sqrt{1 - \frac{a}{r}\cos\theta + \left(\frac{a}{2r}\right)^2}$$

$$\text{Et on a } NM = r\sqrt{1 + \frac{a}{r}\cos\theta + \left(\frac{a}{2r}\right)^2}$$

$$\text{D'où } V(r, \theta) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r\sqrt{1 - \frac{a}{r}\cos\theta + \left(\frac{a}{2r}\right)^2}} + \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 r\sqrt{1 + \frac{a}{r}\cos\theta + \left(\frac{a}{2r}\right)^2}}$$

$$\text{Donc } V(r, \theta) \simeq \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left[\left(1 + \frac{a}{2r}\cos\theta\right) - \left(1 - \frac{a}{2r}\cos\theta\right) \right]$$

$$V(r, \theta) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left[2\frac{a}{2r}\cos\theta \right] = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$$\text{En trichant un peu, on peut réécrire de manière intrinsèque : } V(r, \theta) = \frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

III.5 Les équations de Maxwell

Théorème : Conservation de la charge

En un point M de l'espace, portant une densité volumique de charge $\rho(M, t)$ quelconque et une densité de courant $\vec{j}(M, t)$ quelconque, l'équation de conservation de la charge implique la relation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\vec{j}(M, t)) = 0$$

Théorème : Maxwell-Gauss

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Théorème : Maxwell-Faraday

$$\text{rot} \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Théorème : Maxwell-Thomson

$$\text{div} \vec{B} = 0$$

Théorème : Maxwell-Ampère

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Définition : ARQS

L'approximation des régimes quasi-stationnaires arrive quand :

On peut négliger le temps de retard τ à la propagation du signal dans le circuit par rapport au temps caractéristique de variation des signaux T_{signal} .

Avec un circuit de longueur L , on a : $\tau = \frac{L}{c}$ (enfin, $\frac{2}{3}c$ plus rigoureusement.)

On veut donc pouvoir écrire :

$$\frac{L}{c} \ll T_{signal} = \frac{1}{f_{signal}} \Leftrightarrow f_{signal} \ll \frac{c}{L}$$

ou :

$$L \ll \lambda_{signal} = \frac{c}{f_{signal}}$$

III.6 Aspects énergétiques**Théorème : L'équation locale de Poynting**

$$\operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\varepsilon_0}{2} \vec{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0} \vec{B}^2 \right] = -\vec{j} \cdot \vec{E}$$

On note $\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$ le vecteur de Poynting, qui représente le rayonnement d'un champ électromagnétique au travers d'une surface : $\iint_S \vec{\Pi} d\vec{S} = \mathcal{P}_{rayonnee}$.

On note $u_e = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2$, $u_m = \frac{1}{2\mu_0} B^2$ et $u_{em} = u_e + u_m$ l'énergie électromagnétique du champ.

$\vec{j} \cdot \vec{E}$ représente la puissance cédée par le champ électrique aux charges : $\vec{j} \cdot \vec{E} = \frac{d\mathcal{P}}{d\tau}$

Définition : Loi d'Ohm

Dans un milieu dit conducteur, on a la relation :

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}$$

Avec γ la conductivité du matériau.

III.7 Propagation dans le vide

Définition : Vide

Le vide est une zone de l'espace vide de charge et de courant. On peut donc réécrire les équations de Maxwell :

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0$$

$$\operatorname{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\operatorname{rot}(\vec{B}) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

On se servira ensuite de $\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(\vec{A})) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{A}) - \Delta \vec{A}$ pour un champ \vec{A} quelconque et de ces équations pour obtenir l'équation de propagation dans le vide.

Théorème : L'équation de propagation dans le vide

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

$$\Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

Définition : Onde

Une onde est un champ (scalaire ou vectoriel) solution d'une équation de propagation. De manière plus qualitative, c'est un phénomène de propagation d'une perturbation, sans transport de matière mais avec transport d'énergie.

Une onde est plane progressive monochromatique si on peut écrire :

$$a(x, t) = A_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0)$$

Où $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{e}_r$ le vecteur d'onde, dirigé dans le sens de propagation de l'onde. On appelle $\omega = kc$ la relation de dispersion, qui est simple dans le vide mais très compliquée ailleurs.

On appelle phase d'une onde la fonction :

$$\varphi = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0$$

On notera aussi les OPPM de manière complexe comme : $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0)}$

Théorème :

Dans le vide, \vec{E} et \vec{B} sont des OPPM orthogonales : les deux champs forment un trièdre direct avec le vecteur de Poynting.

En notation complexe, les opérateurs deviennent des opérations vectorielles :

$$\begin{aligned} \text{div} \dots &\Leftrightarrow -i \vec{k} \cdot \dots \\ \vec{\text{rot}} \dots &\Leftrightarrow -i \vec{k} \wedge \dots \\ \Delta \dots &\Leftrightarrow -k^2 \end{aligned}$$

III.8 Propagation dans le plasma

Tout le chapitre se fera avec des notations complexes.

Définition : Plasma

Un plasma est un milieu ionisé constitué d'ions de masse M_i et de charge $+n_i e$ et d'électrons de masse m et de charge $-e$.

Dedans, on peut négliger le mouvement des ions comparé à celui des électrons créé par la force de Lorentz.

Dans un plasma, la loi d'Ohm s'écrit :

$$\vec{j} = \frac{ine^2}{m\omega} \vec{E}$$

Donc la conductivité γ est imaginaire pure.

Théorème : L'équation de propagation dans le plasma

Dans un plasma froid et dilué :

$$\Delta \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Théorème : Relation de dispersion

En réinjectant la structure d'une OPPM dans l'équation de propagation dans le plasma, on obtient la relation de dispersion :

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}$$

Où $\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m \varepsilon_0}}$.

Si $k^2 < 0$, alors $k \in i\mathbb{R}$ en notant $k = ik'$, et donc l'onde est dite évanescence dans le plasma : son amplitude décroît en $e^{-\vec{k}' \cdot \vec{r}}$.

Si $k^2 > 0$, alors il y a propagation dans le plasma, avec k positif.

Définition : Vitesses

On modélise une onde comme une transformée de Fourier de l'OPPM obtenue précédemment, donc une superposition continue de fréquences. On appelle ce groupe un paquet d'ondes.

La phase de chaque composante OPPM du paquet d'onde se propage à la vitesse dite vitesse de phase :

$$v_{\varphi} = \frac{\omega}{k} = \frac{w}{\Re(k)}$$

La vitesse de groupe correspond à la vitesse de propagation de l'enveloppe de l'onde :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\omega}{d\Re(k)}$$

On constatera comme en optique géométrique que la vitesse de phase pourra dépasser c mais pas la vitesse de groupe.

III.9 Ondes électromagnétiques dans un milieu ohmique

Dans un conducteur métallique, un certain nombre d'électrons de valence des atomes de métal sont délocalisés dans tout le volume du métal et peuvent être mis en mouvement sous l'action d'un champ électrique, créant ainsi un courant de conduction. On a déjà vu que la densité volumique de courant était proportionnelle aux champs électriques dans les matériaux ohmiques.

Dans ce cas, on aura deux conséquences :

— Neutralité locale :

$$\forall t, \rho(t) = 0$$

— Courant de déplacement négligeable :

$$\|\vec{j}_D\| \ll \|\vec{j}\|$$

Théorème : Les équations de propagation dans le conducteur

On peut réécrire :

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\Delta \vec{B} = \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Théorème : Relation de dispersion

On obtient dans un conducteur ohmique :

$$k^2 = i\mu_0\gamma\omega$$

k sera donc complexe, et son amplitude diminuera avec la propagation.

On observera que l'onde sera atténuée sur une distance caractéristique $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma\omega}}$.

δ est appelée l'épaisseur de peau. Ce phénomène d'atténuation du champ dans le métal est appelé effet de peau.

III.10 Réflexion sur un métal parfait

Définition : Conducteur parfait

Un conducteur parfait est un conducteur dont la conductivité tend vers $+\infty$.

comme la puissance volumique cédée aux charges doit rester finie, et que $\frac{d\mathcal{P}}{d\tau} = \vec{j} \cdot \vec{E} = \gamma \|\vec{E}\|^2$, alors $\vec{E} = \vec{0}$ dans le conducteur parfait.

On a alors que $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0}$ par Faraday, donc que le champ magnétique peut être statique.

De même que sur le conducteur ohmique, on a une densité volumique de charge nulle, mais il peut y avoir une charge surfacique.

Il peut aussi exister des courants variables en surface du métal, avec des courants stationnaires ou nuls à l'intérieur du métal.

Théorème : Réflexion

Comme il ne peut pas y avoir de champ à l'intérieur, alors il est nécessairement réfléchi. Pour calculer le champ réfléchi dans le milieu 1, on a donc les relations de passages pour les composantes normales et parallèles aux surfaces métalliques de champs électriques et magnétiques :

$$\vec{E}_{//2} = \vec{E}_{//1}$$

$$\vec{E}_{\perp 2} - \vec{E}_{\perp 1} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \vec{n}_{12}$$

$$\vec{B}_{\perp 2} = \vec{B}_{\perp 1}$$

$$\vec{B}_{//2} - \vec{B}_{//1} = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n}_{12}$$

Théorème : Expression OPM

Si l'onde incidente est de la forme $\vec{E}_i = E_0 \vec{u}_y e^{i(kx - \omega t)}$

On a :

$$\vec{E}_r = -E_0 e^{i(-kx - \omega t)}$$

$$\vec{B}_i = \frac{E_0}{c} e^{i(kx - \omega t)} \vec{u}_z$$

$$\vec{B}_r = \frac{E_0}{c} e^{i(-kx - \omega t)} \vec{u}_z$$

La superposition des ondes électromagnétiques incidente et réfléchi en incidence normale sur un conducteur parfait résulte en une onde stationnaire. Le plan de surface du conducteur est un noeud pour le champ électrique et un ventre pour le champ magnétique.

Théorème : Pression de radiation

Un conducteur parfait soumis à une onde électromagnétique incidente subit une pression dite pression de radiation :

$$p_{rad} = \varepsilon_0 E_0^2$$

III.11 Rayonnement du dipôle oscillant

Définition : Dipôle oscillant

Un dipôle oscillant est constitué d'une charge $-q$ fixe en O et d'une charge $+q$ qui oscille selon l'axe Oz autour de $-q$ avec une amplitude a et une pulsation ω

On a alors : $\vec{p}(t) = qa \cos(\omega t) \vec{e}_z$

On a alors trois échelles de longueur caractéristique dans cette étude : la taille a du dipôle, la distance r à laquelle on se trouve et la longueur d'onde λ de l'onde électromagnétique qu'elle rayonne. On fera ces approximations dessus :

- Mouvement non-relativiste : $a \ll \lambda$
- Champs lointains/zone de rayonnement : $\lambda \ll r$

Théorème : Expressions

Dans le cadre des approximations précédentes, le champ rayonné par le dipôle s'exprime en sphériques comme :

$$\vec{E} = \frac{\mu_0 \sin \theta}{4\pi r} \ddot{p} \left(t - \frac{r}{c} \right) \vec{e}_\theta = -\frac{\mu_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi r} p_0 \cos(\omega t - kr) \vec{e}_\theta$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \sin \theta}{4\pi r c} \ddot{p} \left(t - \frac{r}{c} \right) \vec{e}_\varphi = -\frac{\mu_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi r c} p_0 \cos(\omega t - kr) \vec{e}_\varphi$$

Ces expressions ne sont pas à apprendre ou à savoir démontrer.

L'onde rayonnée par le dipôle se propage radialement, à pulsation ω , à la vitesse c dans le vide, selon le vecteur $\frac{\omega}{c} \vec{e}_r$. Ce n'est ni une onde plane ni une onde sphérique.

Elle a localement la structure d'une OPPM, respectant : $\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$

Elle est anisotrope.

Son amplitude décroît en $\frac{1}{r}$ comme une onde sphérique.

Elle est polarisée rectilignement : $\vec{E} = E(r, \theta) \vec{e}_\theta$ et $\vec{B} = B(r, \theta) \vec{e}_\varphi$

Théorème : Thr

La puissance moyenne rayonnée par le dipôle oscillant au travers d'une sphère de rayon r dans la zone de rayonnement s'exprime comme :

$$\mathcal{P} = \frac{p_0^2 \omega^4}{3 \times 4\pi \epsilon_0 c^3} = \frac{1}{3} \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{\langle \ddot{p} \rangle^2}{c^3}$$

Cette dernière égalité est la formule de Larmor.

IV Ondes sur une corde

Il y a trois domaines où on peut obtenir l'équation de D'Alembert :

- Les ondes électromagnétiques, comme on l'a vu en EM7
- Les ondes acoustiques mais c'est compliqué
- Une onde sur une corde, qui n'est pas au programme de MP mais qui tombe très souvent

On étudie donc le système d'une corde :

À l'équilibre, elle est horizontale ($\forall x, y(x, 0) = 0$)

On l'étudie sur le tronçon $\{x, x + dx\}$: on étudie donc des petits mouvements autour de la situation d'équilibre ; \vec{P} n'intervient donc pas. Dans ce tronçon, la pente de la corde est droite.

La portion étudiée est de longueur dx et de masse linéique μ

Bilan des forces :

Le poids : on le néglige.

La tension du fil : \vec{T} la tension exercée en un point M par la droite du fil sur la gauche.

On pose : $\begin{cases} \text{En } x+dx : \vec{T}(x+dx, t) \\ \text{En } x : \vec{T}(x, t) \end{cases}$

Avec $\|\vec{T}\|(x, t) = T_0 = F$ (F est la force appliquée à l'extrémité de la corde.)

On note α l'angle que fait la corde avec l'horizontale.

On applique la RFD :

$$\mu dx \vec{a} = \vec{T}(x+dx, t) - \vec{T}(x, t)$$

On a $\vec{a} = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \vec{u}_y$

On projette \vec{T} sur \vec{u}_y :

$$\vec{T}(x, t) = T_0 \sin \alpha = F \sin \alpha$$

On réinjecte, et on obtient, en prenant en compte que comme on est dans des petits mouvements :

$$\begin{aligned} \mu dx \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= F(\sin \alpha(x+dx, t) - \sin \alpha(x, t)) \\ &\simeq F(\alpha(x+dx, t) - \alpha(x, t)) \\ &= F dx \frac{\partial \alpha}{\partial x} \end{aligned}$$

Or on a que $\tan \alpha = \frac{dy}{dx}$

D'où, en réutilisant les petits angles :

$$\mu \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = F \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

$\frac{F}{\mu}$ est une constante, on peut définir la vitesse de la corde comme $c_{corde} = \sqrt{\frac{F}{\mu}}$

On obtient alors :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c_{corde}^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

Et donc si F augmente, alors c augmente, et si μ décroît, alors c augmente.

Si on écrit y comme produit de fonctions à variables séparées et qu'on résout :

$$\begin{aligned} y(x, t) &= f(x)g(t) \\ &= y_0 \sin(k_n x) \sin(\omega_n t) \end{aligned}$$

Et on a $k_n = \frac{n\pi}{L}$ et $\omega_n = k_n c = \frac{n\pi c}{L}$ les facteurs qui décrivent les modes propres.

V Thermodynamique

V.1 TH1

Théorème : Identités thermodynamiques

$$dU = \delta W + \delta Q = -P_e dV + \delta W' + \delta Q$$

$$dS = \delta S_e + \delta S_c = \frac{\delta Q}{T_e} + \delta S_c$$

$$dU = C_V dT = \frac{nR}{\gamma - 1} dT$$

$$dH = C_P dT = \frac{nR\gamma}{\gamma - 1} dT$$

Définition : Débit massique

Pour un écoulement d'un fluide, on note $D_m = \frac{dm_{entrant}}{dt} = \frac{dm_{sortant}}{dt} = \frac{dm}{dt}$ en régime stationnaire. On a alors $D_m = \mu S v$ avec μ la masse volumique du fluide, S la section et v la vitesse de l'écoulement. On définit alors le vecteur densité volumique de courant de masse :

$$\vec{j}_m = \mu(M, t) \overrightarrow{v(M, t)}$$

On a alors $D_m = \iint_S \vec{j}_m \cdot \vec{dS}$

Théorème : Conservation de la masse

Pour tout écoulement :

$$\operatorname{div} \overrightarrow{j_m(M, t)} + \frac{\partial \mu}{\partial t} = 0$$

Si l'écoulement est stationnaire, ces deux termes sont constants, et D_m aussi.

Si l'écoulement est incompressible (masse volumique uniforme), on a $\operatorname{div} \overrightarrow{j_m} = 0$, et D_v le débit volumique constant aussi.

Théorème : Premier principe en écoulement

Pour un fluide incompressible en écoulement permanent, on écrit ce bilan d'énergie entre l'entrée et la sortie :

$$\Delta h + \Delta e_M = w_u + q(+w')$$

Dans cette formulation, on considère des grandeurs massiques, d'où la minuscule.

L'énergie mécanique varie peu, donc on n'a souvent pas de terme en Δe_M

Théorème : Théorème de Bernoulli

Pour un fluide incompressible en écoulement permanent dans le champ de pesanteur uniforme :

$$\Delta \left(\frac{P}{\mu} + \frac{1}{2}v^2 + gz \right) = w_u + w_{visc}$$

Dans le cas où le travail massique est nul (pas d'échange de travail avec les parties mobiles de la machine) et où le fluide est parfait, on a la relation de Bernoulli

$$\Delta \left(\frac{P}{\mu} + \frac{1}{2}v^2 + gz \right) = 0$$

V.2 TH2

Définition : Transferts thermiques

Les transferts thermiques sont de trois types :

- le rayonnement de corps noir (qui est lié à des propriétés électromagnétique)
- La convection de la matière pour des fluides en mouvement
- La conduction, qui est la propagation de proche en proche de la chaleur

Pour un transfert infinitésimal δQ , on définit la puissance thermique :

$$\mathcal{P}_{th} = \Phi_Q = \frac{\delta Q}{dt}$$

On définit aussi la densité de flux thermique φ_Q ou le vecteur densité de flux thermique \vec{j}_Q de manière à ce que son intégrale surfacique donne la puissance thermique.

Théorème : L'équation de la chaleur

On s'appuie sur l'équation locale de conservation de la chaleur :

$$\text{div} \vec{j}_Q + \mu c \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$

où μ est la masse volumique et c la capacité thermique massique.

Et on ajoute la loi empirique de Fourier :

$$\vec{j}_q = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}}(T)$$

Où λ est appelée la conductivité thermique du matériau.

On obtient donc l'équation de la chaleur :

$$-\lambda \Delta T + \mu c \frac{\partial T}{\partial t}$$

Qu'on peut mettre sous la forme :

$$\frac{\lambda}{\mu c} \Delta T - \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$

Et on pose $D_{th} = \frac{\lambda}{\mu c}$ la diffusivité du matériau.

Théorème : L'équation générale

Dans le cas où un apport d'énergie thermique a lieu au sein du matériau, il faut prendre en compte cet effet dans le bilan énergétique.

En présence d'un terme de source locale d'énergie thermique de densité volumique de puissance p_S , l'équation de conservation du flux thermique devient :

$$\operatorname{div} \vec{j}_Q + \mu c \frac{\partial T}{\partial t} = p_S$$

Et l'équation de la chaleur devient :

$$\frac{\lambda}{\mu c} \Delta T - \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{p_S}{\mu c}$$

Définition : Résistance thermique

Par analogie avec l'électrocinétique, on définit la résistance thermique d'un matériau par :

$$R_{th} = \frac{\Delta T_a}{\Phi_Q} = \frac{\Delta T}{\iint_S \vec{j}_Q \cdot d\vec{S}}$$

Pour un matériau cylindrique de longueur L , de section S et de conductivité thermique λ , on a :

$$R_{th} = \frac{L}{\lambda S}$$

On peut, comme en électrocinétique, considérer des résistances équivalentes si on met plusieurs matériaux ensembles :

— En série, on a :

$$R_{theq} = R_{th1} + R_{th2}$$

— En parallèle, on a :

$$\frac{1}{R_{theq}} = \frac{1}{R_{th1}} + \frac{1}{R_{th2}}$$

Théorème : Loi de Newton

Le transfert thermique entre une paroi solide à température T_s et un fluide à température T_e est dit conducto-convectif.

La densité volumique de flux thermique s'exprime :

$$\vec{j}_{cc} = h(T_s - T_e) \vec{n}$$

h dépend du type de fluide, et des conditions de l'écoulement dans le fluide.

On ne nous demande pas de connaître la loi de Newton.

V.3 TH3

Définition : Forces en statique des fluides

Dans le cadre de la statique des fluides, on a deux types de forces :

- Les forces volumiques sont à longue portée et s'exercent sur tout le volume. On peut écrire la force volumique associée : $\vec{f}_V = \frac{d\vec{F}}{dV}$
Exemple : le poids, la force de Lorentz...
- Les forces surfaciques sont des forces de contact, qui s'exercent sur des parois du volume. On peut écrire la force surfacique associée : $\vec{f}_S = \frac{d\vec{F}}{dS}$
Exemple : la pression, la force d'Archimède...

Théorème : Relation fondamentale de la statique des fluides

Pour une particule libre de fluide à l'équilibre :

$$\overrightarrow{\text{grad}}(P) = -\mu \vec{g}$$

Avec μ la masse volumique.

Plus généralement, on aura :

$$\overrightarrow{\text{grad}}(P) = \vec{f}_V$$

Définition : Modèle atmosphère isotherme

On considère l'air comme un fluide incompressible. Par les gaz parfaits, on obtient : $\mu = \frac{PM}{RT}$

On fait l'hypothèse d'une température uniforme.

On a alors :

$$\frac{dP}{P} = -\frac{Mg}{RT} dz$$

On note $H = \frac{RT}{Mg}$, la hauteur caractéristique de variation de P . On obtient alors :

$$\ln\left(\frac{P}{P_0}\right) = -\frac{z}{H}$$

Ou :

$$P(z) = P_0 e^{-z/H}$$

Théorème : Facteur de Boltzman

On note $k_B = \frac{R}{N_A}$ la constante de Boltzmann. On a alors :

$$\frac{Mgz}{RT} = \frac{mgz}{k_B T}$$

Dans un système macroscopique en équilibre à la température T_0 , la probabilité de trouver une particule dans un état d'énergie \mathcal{E} est proportionnelle au facteur de Boltzmann :

$$\exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{k_B T}\right)$$

V.4 Th4

Théorème : Fonction de partition

Dans un système à l'équilibre thermique par le biais d'un contact avec un thermostat à la température T , la probabilité pour une particule indépendante d'occuper un état j d'énergie E_j non-dégénéré est :

$$p_j = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{E_j}{k_B T}\right)$$

Et on appelle fonction de partition :

$$Z = \sum_j \exp\left(-\frac{E_j}{k_B T}\right)$$

Définition : Moyenne et écart quadratique

Pour une particule d'un système où p_j désigne la probabilité d'occupation d'un état d'énergie non-dégénéré E_j , on définit :

— L'énergie moyenne :

$$\bar{\varepsilon} = \sum_j p_j E_j$$

— L'écart quadratique énergétique :

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\sum_j p_j (E_j - \bar{\varepsilon})^2} = \sqrt{(\varepsilon - \bar{\varepsilon})^2} = \sqrt{\varepsilon^2 - \bar{\varepsilon}^2}$$

On a alors :

$$\frac{\Delta E_{tot}}{\overline{E_{tot}}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\Delta\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}$$

Donc pour un système assez grand ($N \rightarrow +\infty$), on peut considérer qu'il n'y a pas de variations trop grandes d'énergie, et donc que le système a une seule énergie.

On écrit alors la capacité thermique :

$$C_V = \frac{\partial \overline{E_{tot}}}{\partial T}$$

Théorème : L'équipartition de l'énergie

Dans un système de particules indépendantes avec un spectre d'énergie continu, en équilibre à la température T , la valeur moyenne de chaque terme quadratique intervient dans l'expression de l'énergie d'une particule est :

$$\frac{1}{2} k_B T$$

En conséquence, un gaz parfait monoatomique qui a 3 degrés de liberté (translation) aura une énergie moyenne de $\frac{3}{2} k_B T$, donc une capacité thermique molaire de $C_{Vm} \frac{3}{2} R$. Pour un gaz parfait diatomique, on a les trois degrés de translation et deux degrés de translation, d'où $C_{Vm} = \frac{5}{2} R$.

VI Optique ondulatoire

VI.1 Modèle scalaire de la lumière

Définition : Rayon lumineux

Une vibration lumineuse monochromatique émise par une source ponctuelle S se propage le long d'un rayon lumineux. La vibration reçue au point M et à l'instant t s'écrit :

$$s(M, t) = s(M) \cos(\omega t - \varphi(M))$$

$\varphi(M)$ est la phase de l'onde, et ω est sa pulsation.

On appelle éclairement ou intensité lumineuse la grandeur :

$$\mathcal{E} = \langle s^2(M, T) \rangle$$

On appelle chemin optique parcouru par un rayon lumineux entre deux points A et B la quantité :

$$(AB) = \int_A^B n(P) ds$$

n est l'indice du milieu.

La phase est de la forme : $\varphi(M) = \frac{2\pi}{\lambda}(SM) + \varphi_0$

On appelle surface d'onde l'ensemble des points M de l'espace où la phase de l'onde est constante à un instant donné, donc où (SM) est constante.

Théorème : Théorème de Malus

Les rayons lumineux sont localement orthogonaux aux surfaces d'ondes, quel que soit le nombre de réflexions ou de réfractions subies.

Définition : Cohérence

On appelle temps de cohérence τ_c d'une source lumineuse le temps caractéristique de variation des propriétés de l'onde lumineuse, relié à la largeur spectrale Δf par $\tau_c \Delta f = 1$

On appelle longueur de cohérence temporelle L_c la distance parcourue par l'onde lumineuse pendant la durée τ_c : $L_c = c\tau_c$

Théorème : Formule de Fresnel

L'éclairement résultant de la superposition de deux ondes lumineuses en un point M s'écrit :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}\langle\cos(\Phi_1 - \Phi_2)\rangle$$

Avec $\Phi(M, t) = \omega t + \varphi(M)$

Pour que le troisième terme soit non-nul (que les ondes interfèrent), il est nécessaire que $\omega_1 = \omega_2$.

Deux ondes sont cohérentes si elles sont de même fréquence et de déphasage à l'origine constant.

L'éclairement résultant de la superposition de ces deux ondes cohérentes est donné par la formule de Fresnel :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}\cos\Delta\varphi$$

Où $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}[(S_1M) - (S_2M)] = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta(M)$

On appelle $\delta(M)$ la différence de chemin optique/différence de marche.

Définition : Ordre d'interférence

On appelle ordre d'interférence p au point M la quantité : $p(M) = \frac{\Delta\varphi(M)}{2\pi} = \frac{\delta(M)}{\lambda_0}$.

Si p est entier, alors il y a interférence constructive. Si p est demi-entier, alors il y a des interférences destructives.

Dans une figure d'interférence, on définit le contraste C comme : $C = \frac{\mathcal{E}_{max} - \mathcal{E}_{min}}{\mathcal{E}_{max} + \mathcal{E}_{min}}$

VI.2 Trous d'Young**Définition : Dispositif**

Le dispositif est constitué d'une source S ponctuelle monochromatique, d'un écran opaque percé de petits trous S_1 et S_2 (qui se comportent comme des sources secondaires et sont distants de a) et d'un écran à grande distance D du premier écran, sur lequel on observe les interférences.

On a alors :

$$\delta(x) = \frac{na x}{D}$$

Pour que le contraste reste bon malgré la non-monochromaticité de la source, il faut que : $\forall M, \delta(M) < l_c$

VI.3 Michelson**Définition : Dispositif**

Le dispositif est constitué d'une source, de deux miroirs perpendiculaires placés de part et d'autre d'une lame séparatrice qui fait passer d'un côté la moitié des rayons lumineux et réfléchit l'autre moitié.

On caractérise l'interféromètre par la distance relative entre les deux miroirs e , et l'angle relatif α entre M'_2 et M_1 .

Les rayons émergents issus d'un rayon de départ sont parallèles entre eux : ils interfèrent à l'infini, et les interférences sont localisées à l'infini.

Théorème : lame d'air

Pour un Michelson réglé en lame d'air ($e \neq 0, \alpha = 0$), la différence de marche est :

$$\delta = 2e \cos i$$

Avec i l'angle d'incidence, et on a alors $p = \frac{2e}{\lambda_0} \cos i$

Si on met une lentille sur le chemin des rayons sortants, on obtient sur l'écran des anneaux d'égale inclinaison, de rayons $R_m = f' \sqrt{\frac{\lambda_0 m}{e}}$

Le contact optique est l'état de l'interféromètre où $e = 0$, on a alors $p = 0$ pour tout angle d'incidence. L'écran est alors uniformément éclairé : c'est la teinte plate.

Théorème : Coin d'air

Pour un Michelson réglé en coin d'air ($e = 0, \alpha \neq 0$), la différence de marche est :

$$\delta = 2x\alpha$$

Où x réfère à l'endroit du miroir M_1 où les rayons frappent.

Et donc on observe des franges rectilignes d'interfrange $i = \frac{\lambda_0}{2\alpha}$

VI.4 Réseaux**Définition : Dispositif**

Un réseau est une surface sur laquelle un motif est répété un très grand nombre de fois ($N \gg 1$). La période spatiale de ce motif est appelée pas du réseau.

L'intensité transmise ou réfléchiée par un réseau résulte des interférences entre toutes les ondes cohérentes réémises par les motifs éclairés. On parle d'interférences à N ondes.

Théorème : Formule des réseaux

Supposons le réseau de pas a éclairé par une onde lumineuse monochromatique et plane, dont la direction de propagation fait un angle θ_0 par rapport à la normale du réseau.

On a alors, avec θ l'angle par rapport à la normale en sortie du motif :

$$\delta = na(\sin \theta - \sin \theta_0)$$

On a donc un ordre d'interférence :

$$p = \frac{a(\sin \theta - \sin \theta_0)}{\lambda_0}$$

Théorème : Intensité résultante

Notons $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta$, le déphasage entre deux motifs consécutifs du réseaux. Si s_0 est l'onde sortant du premier motif, alors l'onde sortant du k -ème motif est :

$$s_k = s_0 e^{i(k-1)\varphi}$$

On peut sommer les amplitudes par linéarité de Maxwell, et obtenir :

$$s_{tot} = s_0 e^{i(N-1)\frac{\varphi}{2}} \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Et donc l'intensité résultant des interférences entre les N ondes est :

$$I_n = N^2 I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{N^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Il y a $(N - 1)$ annulations de cette fonction entre deux maximums globaux, et le maximum est de l'ordre de $N^2 I_0$.

VII Traitement du signal

VII.1 Signaux périodiques et filtrage

Théorème :

Tout signal périodique $v(t)$ définit par sa période T , sa fréquence $f = \frac{1}{T}$ et sa pulsation $\omega = \frac{2\pi}{T}$ est décomposable en somme de signaux sinusoïdaux sous la forme d'une série de Fourier :

$$v(t) = V_0 + \sum_{k=1}^{+\infty} V_k \cos(k\omega t + \varphi_k)$$

V_0 est la composante continue, donc la valeur moyenne du signal.

$\omega_k = k\omega$ est la pulsation de l'harmonique numéro k .

φ_k est la phase de l'harmonique numéro k .

V_k est l'amplitude de l'harmonique numéro k .

On appelle spectre de raies du signal la représentation des V_k en fonction de k ou des fréquences f_k correspondantes.

On appelle valeur efficace d'un signal :

$$v_{eff} = \sqrt{\langle v^2(t) \rangle}$$

On a alors que :

$$v_{eff}^2 = V_0^2 + \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{V_k^2}{2}$$

Définition : Exemples classiques

La décomposition en série de Fourier d'une fonction en créneaux impaire est :

$$v(t) = \frac{4A}{\pi} \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{\sin((2p+1)\omega t)}{2p+1}$$

La décomposition en série de Fourier d'une fonction en triangle paire est :

$$v(t) = -\frac{8A}{\pi^2} \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{\cos((2p+1)\omega t)}{(2p+1)^2}$$

Définition : Filtre

Un filtre est un quadripôle auquel on peut associer un opérateur linéaire : sa fonction de transfert $H(\omega)$. C'est à dire que :

- La réponse à un signal $e(t)$ sinusoïdal de pulsation ω et d'amplitude E_0 est un signal $s(t)$ sinusoïdal de pulsation ω , dont l'amplitude est $E_0|H(\omega)|$ et dont la phase φ_s est $\varphi_e + \arg(H(\omega))$
- La réponse à une somme de deux signaux sinusoïdaux est égale à la somme des réponses s_1 et s_2 à ces signaux.

La deuxième propriété signifie que pour signal $e(t) = E_0 + \sum_{k=1}^{+\infty} E_k \cos(k\omega + \varphi_e)$, la fonction en sortie est :

$$s(t) = E_0|H(\omega)| + \sum_{k=1}^{+\infty} E_k|H(k\omega)| \cos(k\omega + \varphi_e + \arg(H(k\omega)))$$

Les raies spectrales du signal d'entrée qui sont situées dans la bande passante du filtre seront transmises, et les autres ne contribueront que très peu à $s(t)$

VII.2 Echantillonnage**Définition :**

La numérisation consiste à transformer un signal analogique dont l'amplitude peut prendre une infinité de valeurs en un signal numérique avec une quantité finie de valeurs.

Le passage de l'analogique au numérique repose sur deux étapes successives : l'échantillonnage, et la conversion analogique-numérique (CAN).

Le nombre d'échantillons composant le signal numérique devra être suffisamment grand pour représenter correctement le signal de départ, mais le signal numérique ne doit pas être trop volumineux. Il faut donc ajuster deux paramètres : la rapidité (fréquence d'échantillonnage) et la précision (nombre de bits du CAN).

Théorème : Critère de Shannon

Il faut que $f_e > 2f_{max}$ où f_{max} est la fréquence maximale apparaissant dans le signal d'entrée.

Théorème : Précision de la quantification

Le nombre N de bits du CAN ainsi que l'intervalle entre valeur minimale et valeur maximale numérisable $\Delta s = s_{max} - s_{min}$ vont fixer le pas de quantification, la résolution sur la mesure numérisée du signal.

Ce pas vaut :

$$q = \frac{\Delta s}{2^N - 1}$$

En pratique, on utilise souvent $N = 8, 12, 16$ bits, ce qui donne 255, 4095, 65535 valeurs discrètes possibles pour numériser le signal.

VII.3 Amplificateurs Linéaires Intégrés (ALI)

Définition : ALI

Un ALI est un composant électronique qui en sortie, rend une version amplifiée de la différence de tension entre ses bornes + et -.

En plus d'une alimentation qui fixe $\pm V_{sat}$, l'ALI comprend une borne de sortie dont la tension est notée V_s et deux bornes d'entrée :

L'entrée non-inverseuse (+) à une tension notée V_+ , parcourue par un courant d'entrée i_+

L'entrée inverseuse (-) à une tension notée V_- , parcourue par un courant d'entrée i_-

On note $\varepsilon = V_+ - V_-$. Les deux courants d'entrée sont très faibles ($< 1pA$).

La tension de sortie est limitée par les tensions d'alimentation, telle que :

$$-V_{sat} \leq V_s \leq V_{sat}$$

À l'ALI on associe un gain μ , souvent de l'ordre de 10^5 , tel que $V_s = \mu\varepsilon$ tant que $|\mu\varepsilon| \leq V_{sat}$. C'est le régime linéaire.

Sinon, $V_s = \pm V_{sat}$. C'est le régime saturé.

VIII Thermochimie

Définition : Réacteurs

Le réacteur est l'endroit où se déroulera la réaction. Comme des transformations thermodynamiques, il peut être isotherme, adiabatique ou isobare.

Dans la suite du chapitre, on se placera dans le cas d'un réacteur isobare et adiabatique ou isobare et isotherme.

Définition : Enthalpie standard de réaction

L'enthalpie du mélange est donnée par :

$$H(T, P, n_1, n_2, \dots, n_p) = \sum_{i=1}^p n_i H_{im}^0$$

Où les n_i sont les concentrations des espèces et H_{im}^0 l'enthalpie molaire de l'espèce i à l'état standard. On en déduit l'existence de $\Delta_r H^0$ l'enthalpie standard de réaction telle que :

$$\Delta H = \Delta_r H^0 \xi$$

Si $\Delta_r H^0 < 0$, la réaction est exothermique, elle produit de la chaleur. Si $\Delta_r H^0 > 0$, la réaction est endothermique, elle a besoin de chaleur pour se faire.

Définition : Enthalpie standard de formation

L'enthalpie standard de formation $\Delta_f H^0$ d'une espèce dans un état donné est l'enthalpie standard de réaction $\Delta_r H^0$ de la réaction standard de formation à cette température.

Et donc si l'espèce est un corps simple dans son état standard de référence, $\Delta_f H^0 = 0$

Théorème : Loi de Hess

Pour toute réaction écrite sous la forme $\sum \nu_i A_i = 0$ où les ν_i des produits sont positifs et ceux des réactifs sont négatifs, on a :

$$\Delta_r H^0(T) = \sum_i \nu_i \Delta_f H_i^0(T)$$

Théorème : Approximation d'Ellingham

On considère qu'en l'absence de changement d'état, l'enthalpie standard est constante selon la température.

Au passage d'une phase à l'autre, l'enthalpie subit une discontinuité, et donc pour la réaction $\sum \nu_i A_i = 0$, si l'espèce A_j change d'état entre T_0 et T on aura :

$$\Delta_r H^0(T) = \Delta_r H^0(T_0) + \nu_j \Delta_{r1 \rightarrow 2} H_j^0$$

Définition : Entropie standard de réaction

L'entropie standard de réaction est donnée de la même manière que l'enthalpie standard de formation :

$$\Delta_r S^0 = \sum_i \nu_i S m_i^0$$

Et on a :

$$\Delta_r S^0 > 0 \Leftrightarrow \sum_{i \text{ gaz}} \nu_i > 0$$

Définition : Enthalpie libre

On définit l'enthalpie libre d'une réaction comme :

$$G = H - TS$$

On définit le potentiel chimique d'un constituant A_i dans un système composé comme :

$$\mu_i = \left. \frac{\partial G}{\partial n_i} \right|_{T, P, n_j \neq n_i}$$

On a alors, avec a_i l'activité de A_i :

$$\mu_i = \mu_i^0(T) + RT \ln(a_i)$$

Théorème : Relation entre enthalpie enthalpie libre et entropie

$$\Delta_r G^0 = \Delta_r H^0 + T \Delta_r S^0$$

et :

$$\Delta_r G = \Delta_r G^0 + RT \ln(Q_r)$$

Définition : Interprétation de l'enthalpie libre

$$\Delta_r G d\xi = -T_e \delta S_c$$

Et donc :

- $\Delta_r G < 0 \Rightarrow d\xi > 0 \Rightarrow$ réaction dans le sens direct
- $\Delta_r G > 0 \Rightarrow d\xi < 0 \Rightarrow$ réaction dans le sens indirect
- Si $\Delta_r G d\xi = 0$, alors la réaction ne se produit plus.

On en déduit que :

$$\Delta_r G^0 = RT \ln(K^0(t))$$

Théorème : Relation de Van't Hoff

On a :

$$\frac{d(\ln(k^0))}{dT} = \frac{+\Delta_r H^0}{RT^2}$$

Ce qui se traduit par :

$$K(T_2) = K(T_1) \times e^{\frac{-\Delta_r H^0}{R} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)}$$

Théorème : Loi de Van't Hoff

Une élévation isobare de température entraîne un déplacement d'équilibre dans le sens endothermique.

Une diminution isobare de température entraîne un déplacement d'équilibre dans le sens exothermique.

Théorème : Loi de Le Chatelier

Une élévation isotherme de pression entraîne un déplacement d'équilibre dans le sens d'une diminution du nombre total de moles de gaz.

Une diminution isotherme de pression entraîne un déplacement d'équilibre dans le sens d'une augmentation du nombre total de mole de gaz.

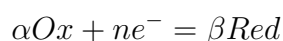
Théorème : Principe de modération

Par leurs effets, les déplacements d'équilibre tendent à s'opposer aux causes qui les ont engendrés.

IX Electrochimie

IX.1 Piles

Dans la suite, on pose la demi-équation :

**Définition : Vitesse de réaction**

On définit la vitesse de réduction comme :

$$v_{red} = \left. \frac{d\xi}{dt} \right|_{Red} = \frac{-1}{n} \frac{dn(e^-)}{dt} = \frac{-1}{n\mathcal{F}} \frac{dq}{dt} = \frac{-1}{N\mathcal{F}} i$$

L'intensité du courant traversant l'électrode est comptée positivement si l'électrode reçoit des électrons, négativement sinon.

Théorème : Formule de Nernst

Pour une oxydo-réduction d'enthalpie libre $\Delta_r G$ avec n électrons échangés, on observe que :

$$\Delta E = E_a - E_c = -\frac{\Delta_r G}{n\mathcal{F}}$$

En découle :

$$E^0 = \frac{-\Delta_r G^0}{n\mathcal{F}}$$

Et aussi :

$$E = E^0 + \frac{RT}{n\mathcal{F}} \ln \left(\frac{a_{Ox}}{a_{Red}} \right)$$

Définition : Capacité électrique

On appelle capacité d'une pile la quantité maximale de charge électrique qu'elle peut fournir.

$$Q = n\mathcal{F}\xi_{max}$$

Théorème : Tension réelle

La tension réelle aux bornes d'une pile, qui prend en compte les surtensions des électrodes et la résistance au passage du courant de la pile elle même, s'écrit :

$$\Delta U = \Delta E_{Nernst} - (|\nu_{a0}| + |\nu_{c0}|) - (|\nu'_a| + |\nu'_c|) - rI$$

IX.2 L'électrolyse

Définition : L'électrolyse

Il y a des réactions d'oxydo-réductions qui ne sont pas thermodynamiquement favorisées ; la règle du gamma dit que la réaction n'est pas possible, le K^0 est inférieur à 1, $E_{N1} - E_{N2} < 0$, des considérations du genre.

On peut quand même la provoquer, en imposant une différence de potentiel entre les électrodes.

Dans cette situation, la réduction se produit à la cathode et l'oxydation à l'anode, comme toujours.

Il y a besoin de surtensions anodiques et cathodiques pour forcer la réaction, et trouver non pas un potentiel mixte mais deux potentiels avec des courants opposés, une différence de potentiel mixte quoi.

On appelle tension seuil d'électrolyse la tension minimale à appliquer pour voir le passage d'un courant :

$$\mathcal{U}_{seuil} = \Delta E_{Nernst} + (|\nu_{a0}| + |\nu_{c0}|)$$

Dans les faits, la tension pour réaliser l'électrolyse est plus grande, et a cette formule :

$$\mathcal{U} = \Delta E_{Nernst} + (|\nu_{a0}| + |\nu_{c0}|) + (|\nu'_a| + |\nu'_c|) + rI$$

Où I est le courant circulant dans la cellule.

On définit le rendement faradique le rapport :

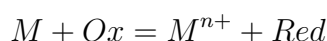
$$rF = \frac{n_{cree}}{n_{th}}$$

Avec $n_{th} = \frac{i}{nF} \Delta t$, et n_{cree} se mesure.

IX.3 La corrosion

Définition : Corrosion

On appelle corrosion humide d'un métal M une réaction d'oxydation de celui-ci de cette forme :



Les oxydants de corrosion seront H^+ , H_2O , O_2 , Ho^- selon la solution.

La corrosion transforme le métal solide en ion dissous, ce qui n'est pas très utile.

Définition : Les domaines

Sur un diagramme E-pH, il y a plusieurs zones en lien avec la corrosion :

- La zone d'immunité est le domaine d'existence du métal lui-même, où il n'est pas corrodé
- La zone de corrosion est le domaine de prédominance des ions issus de l'oxydation
- La zone de passivation est la zone où il y a des hydroxydes/oxydes issus de l'oxydation du métal ; dans ce cas, ils se déposent sur le métal et font une couche protectrice qui empêche le métal d'être totalement oxydé.

Définition : Pile de corrosion

Si on met deux électrodes de métal dans la même solution, au lieu de corroder les deux, seul celui avec le plus petit E^0 le sera.

On peut donc protéger un métal de la corrosion en le mettant en contact avec un métal plus réducteur.

Théorème : Aération différentielle

Quand une surface de métal et d'oxydant n'est pas uniforme, on constate que c'est à l'endroit le moins aéré qu'a lieu l'oxydation. C'est une zone anodique, où le métal se fait oxyder.

Définition : Types de protection

Pour se protéger de la corrosion, on a plusieurs solutions :

- Recouvrir le métal d'un matériau non-conducteur pour empêcher son oxydation ; mais par aération différentielle, si le vernis part à un endroit alors le métal sera très oxydé.
- Recouvrir le métal d'un métal résistant mieux à la corrosion, qui a le même défaut que précédemment
- Protection par passivation : On peut faire subir un traitement oxydant, de manière à ce qu'un oxyde se forme sur la surface du métal. Cette couche a beau protéger le métal, elle est très fragile.
- Protection cathodique passive : le métal jouera non pas le rôle d'anode mais de cathode pour la réduction de O_2 , en servant d'électrode pour l'oxydation d'un métal plus réducteur.
- Protection électrochimique active : le métal jouera encore le rôle de cathode, mais pas juste parce qu'on aura rajouté un métal plus réducteur, c'est aussi en appliquant un courant au métal.

Chapitre VI

Proba

I Bases de la proba

Définition :

Une expérience aléatoire est une expérience renouvelable, et qui renouvelée dans des conditions identiques ne donne pas le même résultat à chaque renouvellement.

Définition :

On appelle univers l'ensemble des issues possibles d'une expérience aléatoire donnée. On le note en général Ω

Définition :

Soit Ω l'univers d'une expérience aléatoire

On appelle tribu sur Ω une partie de \mathcal{A} vérifiant les trois hypothèses suivantes :

1. $\Omega \in \mathcal{A}$
2. $\forall A \in \mathcal{A}, \bar{A} \in \mathcal{A}$ (stabilité par passage au complémentaire)
3. Pour toute suite $(A_n)_{n \in \mathbb{N}}$ d'éléments de \mathcal{A} , $\bigcup_{n=0}^{+\infty} A_n \in \mathcal{A}$ (stabilité par réunion dénombrable)

Le couple (Ω, \mathcal{A}) est dit espace probabilisable.

\mathcal{A} est l'ensemble des événements (on rappelle qu'un événement est une partie de Ω)

Définition :

Soit $(A_n)_{n \in \mathbb{N}}$ une suite d'événements.

- La suite (A_n) est dite croissante lorsque

$$\forall n \in \mathbb{N}, A_n \subset A_{n+1}$$

ie : pour tout $n \in \mathbb{N}$, la réalisation de A_n implique celle de A_{n+1}

- La suite (A_n) est dite décroissante lorsque

$$\forall n \in \mathbb{N}, A_{n+1} \subset A_n$$

ie : pour tout $n \in \mathbb{N}$, la réalisation de A_{n+1} implique celle de A_n

- La suite (A_n) est une suite d'événement deux à deux incompatibles (disjoints) lorsque :

$$\forall i, j \in \mathbb{N}, i \neq j \Rightarrow A_i \cap A_j = \emptyset$$

ie : il est impossible que deux événements d'indices différents de la suite soient réalisés simultanément

Définition :

On appelle probabilité sur l'espace probabilisable (Ω, \mathcal{A}) toute application P définie sur \mathcal{A} vérifiant :

1. $\forall A \in \mathcal{A}, P(A) \in [0, 1]$
2. $P(\Omega) = 1$
3. Pour toute famille dénombrable $(A_i)_{i \in I}$ d'événements deux-à-deux incompatibles :

$$P\left(\bigcup_{i \in I} A_i\right) = \sum_{i \in I} P(A_i) \quad (\sigma\text{-additivité})$$

Théorème :

Soit (Ω, \mathcal{A}) un espace probabilisé, et soit A et B deux événements. On a :

- $P(\overline{A}) = 1 - P(A)$
- $P(\emptyset) = 0$ (cas particulier du résultat précédent)
- $P(A \setminus B) = P(A) - P(A \cap B)$
- $P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$ (formule de Poincaré)
- P est croissante : Si $A \subset B$ alors $P(A) \leq P(B)$

Théorème :

Soit (Ω, \mathcal{A}, P) un espace probabilisé.

1. Pour toute suite croissante $(A_n)_{n \in \mathbb{N}}$ d'événements de \mathcal{A} :

$$P\left(\bigcup_{n=0}^{+\infty} A_n\right) = \lim_{n \rightarrow +\infty} P(A_n) \quad (\text{Continuité croissante})$$

2. Pour toute suite décroissante $(A_n)_{n \in \mathbb{N}}$ d'événements de \mathcal{A} :

$$P\left(\bigcap_{n=0}^{+\infty} A_n\right) = \lim_{n \rightarrow +\infty} P(A_n) \quad (\text{Continuité décroissante})$$

3. Pour toute suite $(A_n)_{n \in \mathbb{N}}$ d'événements de \mathcal{A} :

$$P\left(\bigcup_{n=0}^{+\infty} A_n\right) \leq \sum_{n=0}^{+\infty} P(A_n)$$

II Dénombrement

Théorème :

On rappelle ces formules pour les coefficients binomiaux :

— Définition :

$$\forall n \in \mathbb{N}, \forall p \in \llbracket 0, n \rrbracket, \binom{n}{p} = \frac{n!}{p!(n-p)!}$$

— Formule des compléments :

$$\forall n \in \mathbb{N}, \forall p \in \llbracket 0, n \rrbracket, \binom{n}{n-p} = \binom{n}{p}$$

— Petite formule :

$$\forall (n, p) \in (\mathbb{N}^*)^2, p \binom{n}{p} = n \binom{n-1}{p-1}$$

— Formule de Pascal :

$$\forall (n, p) \in (\mathbb{N}^*)^2, \binom{n}{p} = \binom{n-1}{p} + \binom{n-1}{p-1}$$

Théorème :

On suppose qu'il existe $p \in \mathbb{R}_+^*$ tel que

$$\forall \omega \in \Omega, P(\{\omega\}) = p$$

Alors :

— Ω est un ensemble fini et

$$p = \frac{1}{\text{Card}(\Omega)}$$

— Pour tout événement A ,

$$P(A) = \frac{\text{Card}(A)}{\text{Card}(\Omega)}$$

Une partie de cardinal $k \in \mathbb{N}$ de E est une k -combinaison. On peut voir une k -combinaison comme un prélèvement simultané de k éléments de E ; donc sans tenir compte ni d'ordre de tirage, ni de répétition.

Théorème : Nombre de parties

Soit E un ensemble à n éléments

1. Le nombre de k -combinaisons de E est

$$\binom{n}{k} = \frac{1}{k!} n(n-1)\dots(n-k+1) = \begin{cases} \frac{n!}{k!(n-k)!} & \text{si } k \leq n \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

2. Le nombre de parties de E est

$$\sum_{k=0}^n \binom{n}{k} = 2^n$$

Compter des listes

Soit $k \in \mathbb{N}^*$. L'ensemble des k -listes d'éléments de E est le produit cartésien E^k . On distingue deux cas particuliers de listes :

- Une k -liste sans répétition (ou k -arrangement) est un élément $(x_1, \dots, x_k) \in E^k$ où $x_i \neq x_j$ si $i \neq j$. On rencontre des k -listes sans répétition quand par exemple on modélise des tirages successifs sans remise.
- Une permutation de E est une n -liste sans répétition de l'ensemble E (de cardinal n)
On peut voir aussi une permutation de E comme une bijection de $\llbracket 1, n \rrbracket$ dans E ou une façon de réordonner les éléments de E .

Théorème : Nombre de listes

Soit E un ensemble à n éléments.

1. Soient E_1, \dots, E_k k ensembles de cardinaux respectifs $n_1, \dots, n_k \in \mathbb{N}^*$

$$\text{Card}(E_1 \times E_2 \times \dots \times E_k) = n_1 n_2 \dots n_k$$

2. Le nombre de k -listes sans répétitions d'éléments de E est $A_n^k = n(n-1)\dots(n-k+1)$
3. Le nombre de permutations d'éléments de E est $n!$

III Conditionnel

Définition :

Soit (Ω, \mathcal{A}, P) un espace probabilisé et A un événement.

On peut définir la probabilité conditionnelle de A sachant B notée $P(A/B)$ ou $P_B(A)$:

- Si B un événement de probabilité non-nulle :

$$P(A/B) = P_B(A) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)}$$

- Si $P(B) = 0$

$$P_B(A) = 0$$

Définition :

Un système complet d'événements est une famille $(A_i)_{i \in I}$ au plus dénombrable d'événements tels que :

- les événements sont deux à deux incompatibles ($\forall i, j \in I, i \neq j \Rightarrow A_i \cap A_j = \emptyset$)
- leur union est l'univers tout entier ($\bigcup_{i \in I} A_i = \Omega$)

Définition :

Un système quasi-complet d'événements est une famille $(A_i)_{i \in I}$ au plus dénombrable d'événements tels que :

- les événements sont incompatibles deux à deux ($\forall i, j \in I, i \neq j \Rightarrow A_i \cap A_j = \emptyset$)
- leur union est presque sûre : $P(\bigcup_{i \in I} A_i) = 1$

Théorème : Formule des probabilités composées

Soit $(A_n)_{n \in \mathbb{N}}$ une famille d'événements telle que pour tout entier n , $P\left(\bigcap_{i=1}^{n-1} A_i\right) \neq 0$. Alors, pour tout entier n :

$$P\left(\bigcap_{i=1}^n A_i\right) = P(A_1)P_{A_1}(A_2) \dots P_{A_1 \cap A_2 \cap \dots \cap A_{n-1}}(A_n)$$

$$P\left(\bigcap_{n \in \mathbb{N}} A_n\right) = \lim_{n \rightarrow +\infty} P(A_1)P_{A_1}(A_2) \dots P_{A_1 \cap \dots \cap A_{n-1}}(A_n)$$

Théorème :

Soit (Ω, \mathcal{A}, P) un espace probabilisé. Pour tout système complet d'événements $(A_i)_{i \in I}$, on a :

$$\sum_{i \in I} P(A_i) = 1$$

Théorème : Formule des probabilités totales

Soit (Ω, \mathcal{A}, P) un espace probabilisé. Soit $(A_i)_{i \in I}$ un système complet ou quasi-complet d'événements. Pour tout événement B :

$$P(B) = \sum_{i \in I} P(A_i \cap B) = \sum_{i \in I} P(A_i)P_{A_i}(B)$$

Théorème : Formule d'inversion de Bayes

Soit $(A_i)_{i \in I}$ un système complet ou quasi-complet d'événements d'un espace probabilisé (Ω, \mathcal{A}, P) . Soit B un événement de probabilité non-nulle, soit $i_0 \in I$.

Alors :

$$P_B(A_{i_0}) = \frac{P(B \cap A_{i_0})}{P(B)} = \frac{P(A_{i_0})P_{A_{i_0}}(B)}{\sum_{i \in I} P(A_i)P_{A_i}(B)}$$

IV Variables aléatoires discrètes

IV.1 Définitions

Définition :

Soit E un ensemble et (Ω, \mathcal{A}) un espace probabilisable.

Une application $X : \Omega \rightarrow E$ est une variable aléatoire discrète si :

- L'ensemble $X(\Omega)$ des valeurs prises par X est au plus dénombrable.
- Pour tout $x \in X(\Omega)$, l'ensemble $X^{-1}(\{x\})$, noté $(X = x)$ ou $[X = x]$, est un événement (un élément de \mathcal{A})

Lorsque $E = \mathbb{R}$, la variable X est dite réelle.

Définition :

Soit X une variable aléatoire discrète sur un espace probablisé, à valeurs dans un ensemble E

La loi P_X de X est la donnée de :

- l'ensemble des valeurs prises par X appelé univers image : $X(\Omega)$
- les probabilités élémentaires : $p_x = P(X = x)$ pour tout $x \in X(\Omega)$

Théorème :

Si X est une variable aléatoire discrète sur l'espace probablisable (Ω, \mathcal{A}) , alors la suite $((X = x))_{x \in X(\Omega)}$ est un système complet d'événements de Ω

Théorème :

Si X une variable aléatoire discrète à valeurs dans un ensemble E ,

- la famille $(P(X = x))_{x \in E}$ est sommable de somme 1 :

$$\sum_{x \in E} P(X = x) = 1$$

- par σ -additivité, pour toute partie U de $X(\Omega)$,

$$P(X \in U) = P\left(\bigcup_{x \in U} (X = x)\right) = \sum_{x \in U} P(X = x)$$

- $(X(\Omega), \mathcal{P}(X(\Omega)), P_X)$ est un espace probablisé.

Réciproquement, si $(p_x)_{x \in E}$ est une famille sommable de réels positifs de somme 1 alors il existe une variable aléatoire discrète X telle que pour tout $x \in E$, $P(X = x) = p_x$

Définition :

X et Y sont deux variables aléatoires discrètes indépendantes lorsque pour toutes parties A et B de $X(\Omega)$ et $Y(\Omega)$ respectivement :

$$P((X \in A) \cap (Y \in B)) = P(X \in A)P(Y \in B)$$

On note $X \perp\!\!\!\perp Y$

Théorème :

Deux variables aléatoires discrètes X et Y sont dites indépendantes si, et seulement si,

$$\forall (x, y) \in X(\Omega) \times Y(\Omega), P((X = x) \cap (Y = y)) = P(X = x)P(Y = y)$$

ie : $\forall (x, y) \in X(\Omega) \times Y(\Omega)$, les événements $(X = x)$ et $(Y = y)$ sont indépendants.

Théorème :

Les variables aléatoires discrètes X_1, X_2, \dots, X_n sont (mutuellement) indépendantes si, et seulement si, pour tout n -uplet (x_1, x_2, \dots, x_n) de $X_1(\Omega) \times X_2(\Omega) \times \dots \times X_n(\Omega)$:

$$P\left(\bigcap_{i=1}^n (X_i = x_i)\right) = \prod_{i=1}^n P(X_i = x_i)$$

Théorème : Lemme des coalitions

Soient X_1, X_2, \dots, X_n n variables aléatoires discrètes définies sur Ω à valeurs dans E .
 Soient f et g deux applications respectivement de E^m dans F et de E^{n-m} dans F .
 Si X_1, X_2, \dots, X_n sont (mutuellement) indépendantes alors $f(X_1, \dots, X_m)$ et $g(X_{m+1}, \dots, X_n)$ le sont aussi.
 Ce théorème s'étend à plus de deux coalitions.

IV.2 Lois usuelles**Définition :**

Une variable aléatoire discrète X suit une loi de Bernoulli de paramètre p si

$$X(\Omega) = \{0, 1\} \text{ et } P(X = 1) = p$$

On note $X \sim \mathcal{B}(p)$

Théorème :

Si $X \sim \mathcal{B}(p)$ alors

$$E(X) = p \text{ et } V(X) = pq$$

En particulier, le paramètre d'une loi de Bernoulli est son espérance.

Définition :

Une variable aléatoire discrète X suit une loi uniforme sur l'ensemble fini non-vide $K \subset \mathbb{R}$ si

$$X(\Omega) = K \text{ et } \forall k \in K, P(X = k) = \frac{1}{\text{Card}(K)}$$

On note $X \sim \mathcal{U}(K)$

Théorème :

Si $X \sim \mathcal{U}(\llbracket 1, n \rrbracket)$ alors

$$E(X) = \frac{n+1}{2} \text{ et } V(X) = \frac{n^2-1}{12}$$

Définition :

Une variable aléatoire discrète X suit une loi binomiale des paramètres n et p si $X(\Omega) = \llbracket 0, n \rrbracket$ et

$$\forall k \in \llbracket 0, n \rrbracket, P(X = k) = \binom{n}{k} p^k q^{n-k}$$

$X \sim \mathcal{B}(n, p)$

Théorème : Modèle loi binomiale

Si X est le nombre de succès lors de la répétition de n épreuves de Bernoulli indépendantes de même paramètre p alors X suit la loi $\mathcal{B}(n, p)$

Formellement :

On pose pour $k \in \llbracket 1, n \rrbracket$ X_k la variable aléatoire discrète qui vaut 1 si la k -ième épreuve est un succès et 0 sinon. Si :

- pour tout $k \in \llbracket 1, n \rrbracket$, $X_k \sim \mathcal{B}(p)$
- X_1, X_2, \dots, X_n sont mutuellement indépendantes
- $X = X_1 + X_2 + \dots + X_n$

Alors

$$X \sim \mathcal{B}(n, p)$$

En outre

$$E(X) = np \text{ et } V(X) = npq$$

Définition :

On suppose que $p \in]0, 1[$

Une variable aléatoire discrète X suit une loi géométrique de paramètre p si $X(\Omega) = \mathbb{N}^*$ et

$$\forall n \in \mathbb{N}^*, P(X = n) = pq^{n-1}$$

On note $X \sim \mathcal{G}(p)$

Théorème :

Si X suit une loi géométrique de paramètre p alors pour tout $k \in \mathbb{N}^*$

$$P(X > k) = (1 - p)^k$$

Théorème : Espérance et variance d'une loi géométrique

Si la variable aléatoire discrète X suit une loi $\mathcal{G}(p)$ alors X possède une espérance et une variance qui valent

$$E(X) = \frac{1}{p} \text{ et } V(X) = \frac{q}{p^2}$$

Preuve

Espérance : $p \sum_{i=0}^{+\infty} npq^{n-1} = \left(\frac{p}{1-q} \right)' = \frac{1}{p}$

Variance : $V(X) = E(X^2 - X) + E(X)(E(X))^2 = \frac{2(1-p)}{p^2} + \frac{1}{p} - \frac{1}{p^2} = \frac{1-p}{p^2} = \frac{q}{p^2}$

Théorème : Modèle loi géométrique

Si X est le rang du premier succès dans une suite illimitée d'épreuves de Bernoulli indépendantes de même paramètre p alors X suit la loi $\mathcal{G}(p)$

Formellement :

On pose pour tout $k \in \mathbb{N}^*$ X_k la variable aléatoire discrète qui vaut 1 si la k -ième épreuve est un succès et 0 sinon.

Si :

- pour tout $k \in \mathbb{N}^*$, $X_k \sim \mathcal{B}(p)$
- la suite (X_n) est une suite de variables mutuellement indépendantes
- $X = \min\{n \in \mathbb{N}^*, X_n = 1\}$

Alors $X \sim \mathcal{G}(p)$

Définition : Loi de Poisson

Une variable aléatoire discrète X suit une loi de Poisson de paramètre $\lambda \in \mathbb{R}_+^*$ si $X(\Omega) = \mathbb{N}$ et

$$\forall n \in \mathbb{N}, P(X = n) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^n}{n!}$$

On note $X \sim \mathcal{P}(\lambda)$

Théorème : Espérance et variance d'une loi de Poisson

Si la variable aléatoire discrète X suit une loi $\mathcal{P}(\lambda)$ alors X possède une espérance et une variance et

$$E(X) = V(X) = \lambda$$

IV.3 Espérance**Définition :**

Soit X une variable aléatoire discrète à valeurs dans $[0, +\infty]$.

$$E(X) = \sum_{x \in X(\Omega)} xP(X = x)$$

Avec la convention $xP(X = x) = 0$ lorsque $X = +\infty$ et $P(X = +\infty) = 0$

Théorème :

Soit X une variable aléatoire discrète à valeurs dans $\mathbb{N} \cup \{+\infty\}$. On a :

$$E(X) = \sum_{n \in \mathbb{N}} P(X \geq n)$$

Théorème : Transfert

Soit X une variable aléatoire discrète à valeurs réelles ou complexes et $f : X(\Omega) \rightarrow \mathbb{C}$

La variable aléatoire réelle $f(X)$ est d'espérance finie si, et seulement si, la famille $(f(x)P(X = x))_{x \in X(\Omega)}$ est sommable.

Dans ce cas :

$$E(f(X)) = \sum_{x \in X(\Omega)} f(x)P(X = x)$$

Théorème : Propriétés de l'espérance

Soient X, Y deux variables aléatoires discrètes à valeurs réelles ou complexes et d'espérance finie.

- $\forall \lambda, \mu \in \mathbb{C}, \lambda X + \mu Y$ est d'espérance finie et

$$E(\lambda X + \mu Y) = \lambda E(X) + \mu E(Y) \text{ (linéarité)}$$

On peut généraliser cette propriété avec n variables aléatoires réelles discrètes d'espérance finie, qu'elles soient indépendantes ou non.

Dans la suite, X et Y sont à valeurs réelles.

- Si $X \geq 0$ alors $E(X) \geq 0$ (Positivité)
- Si $X \geq 0$ et $E(X) = 0$ alors $(X = 0)$ est presque sûr (stricte positivité)
- Si $X \leq Y$ alors $E(X) \leq E(Y)$ (croissance)

Théorème : Espérance d'un produit de variables indépendantes

Soit X, Y deux variables aléatoires discrètes à valeurs réelles ou complexes.

Si on a :

- X et Y d'espérance finie
(X et Y admettent une espérance serait plus adapté)
- X et Y indépendantes

Alors XY est d'espérance finie et

$$E(XY) = E(X)E(Y)$$

Théorème : Espérance d'un produit de n variables indépendantes

Soit X_1, \dots, X_n des variables aléatoires discrètes à valeurs réelles ou complexes.

Si on a :

- X_1, \dots, X_n d'espérance finie
- X_1, \dots, X_n (mutuellement) indépendantes

Alors la variable $X_1 \dots X_n$ est d'espérance finie et

$$E\left(\prod_{i=1}^n X_i\right) = \prod_{i=1}^n E(X_i)$$

IV.4 Variance**Définition :**

X une variable aléatoire complexe, on dit que X admet un moment d'ordre k pour $k \in \mathbb{N}^*$ si $E(X^k)$ existe

Théorème :

Si X admet un moment d'ordre $k + 1$ alors X admet un moment d'ordre k .

Ce théorème permet de justifier l'existence d'une espérance dans le cas où une variance existe, et donc de justifier la prochaine définition.

Définition : Variance et écart-type

Soit X une variable aléatoire discrète à valeurs réelles.

Si X^2 est d'espérance finie, on définit la variance de X par

$$V(X) = E((X - E(X))^2)$$

et son écart-type par

$$\sigma(X) = \sqrt{V(X)}$$

Théorème : Propriétés de la variance

Soit X une variable aléatoire discrète à valeurs réelles.

On suppose que X^2 est d'espérance finie.

1. Köning-Huygens : formule pratique pour la variance :

$$V(X) = E(X^2) - E(X)^2$$

2. Soient $a, b \in \mathbb{R}$

$$V(aX + b) = a^2 V(X)$$

En particulier, la variance est invariante par translation

3. $V(X)$ est nulle si, et seulement si, $P(X = E(X)) = 1$
ie : X est presque sûrement constante.

Définition :

Soit X une variable aléatoire discrète à valeurs réelles telle que X^2 est d'espérance finie et telle que $\sigma(X) > 0$

La variable $\frac{X - E(X)}{\sigma(X)}$ a un écart-type égal à 1. Elle est appelée réduite de X .

La variable $\frac{X - E(X)}{\sigma(X)}$ a une espérance nulle et un écart-type égal à 1. Elle est appelée variable centrée réduite associée à X .

Définition :

Si les variables aléatoires X^2 et Y^2 sont d'espérance finie alors on peut définir la covariance de X et Y par :

$$\text{cov}(X, Y) = E((X - E(X))(Y - E(Y)))$$

Théorème : Propriétés de la covariance

Si les variables aléatoires X^2 et Y^2 sont d'espérance finie alors :

—

$$\text{cov}(X, X) = V(X)$$

— Köning-Huygens : formule pratique pour la covariance :

$$\text{cov}(X, Y) = E(XY) - E(X)E(Y)$$

— Si X et Y sont indépendantes alors :

$$\text{cov}(X, Y) = 0$$

— La covariance est une forme linéaire positive, symétrique et bilinéaire (c'est "presque" un produit scalaire)

Théorème : Variance d'une somme

Si les variables aléatoires X^2 et Y^2 sont d'espérance finie alors $(X + Y)^2$ aussi avec

$$V(X + Y) = V(X) + 2\text{cov}(X, Y) + V(Y)$$

Si de plus les variables X et Y sont indépendantes :

$$V(X + Y) = V(X) + V(Y)$$

Théorème : Variance d'une somme

Si X_1, \dots, X_n sont n variables telles que X_1^2, \dots, X_n^2 sont d'espérance finie alors $(X_1 + \dots + X_n)^2$ l'est aussi avec :

$$V\left(\sum_{k=1}^n X_k\right) = \sum_{k=1}^n V(X_k) + 2 \sum_{1 \leq i < j \leq n} \text{cov}(X_i, X_j)$$

Si de plus les variables X_1, \dots, X_n sont indépendantes **deux à deux** alors :

$$V\left(\sum_{k=1}^n X_k\right) = \sum_{k=1}^n V(X_k)$$

IV.5 Fonctions génératrices

Définition :

On note R_X le rayon de convergence de la série entière $\sum P(X = n)t^n$

La fonction génératrice d'une variable aléatoire X à valeurs dans \mathbb{N} est définie pour tout $t \in]-R_X, R_X[$ par

$$G_X(t) = E(t^X) = \sum_{n=0}^{+\infty} P(X = n)t^n$$

Théorème :

Soit X une variable aléatoire à valeurs dans \mathbb{N} .

1. La loi de X est entièrement caractérisée par la connaissance de sa fonction génératrice G_X ie : $G_X : t \mapsto \sum_{n=0}^{+\infty} a_n t^n$ est la fonction génératrice de X si, et seulement si, $\forall n \in \mathbb{N}, P(X = n) = a_n$
2. $G_X(1) = 1$
3. X admet une espérance si, et seulement si, G_X est dérivable en 1, avec dans ce cas

$$E(x) = G'_X(1)$$

4. X admet une variance si, et seulement si, G_X est deux fois dérivable en 1, avec dans ce cas :

$$E(X(X-1)) = G''_X(1)$$

et donc

$$V(X) = G''_X(1) + G'_X(1) - (G'_X(1))^2$$

Théorème :

Si X et Y sont deux variables aléatoires indépendantes à valeurs dans \mathbb{N} alors :

$$\forall t \in [-1, 1], G_{X+Y} = G_X G_Y$$

Soit $n \in \mathbb{N}, n \geq 2$. Si X_1, \dots, X_n sont des variables aléatoire réelles mutuellement indépendantes alors :

$$G_{X_1+\dots+X_n} = G_{X_1} \dots G_{X_n}$$

IV.6 Lois conjointes et conditionnelles

Définition :

Soient X et Y deux variables aléatoires discrètes réelles sur un même espace probabilisé (Ω, \mathcal{A}, P) .

1. On appelle couple des variables X et Y , et on note $Z = (X, Y)$ l'application

$$Z : \begin{cases} \Omega & \rightarrow & X(\Omega) \times Y(\Omega) \\ \omega & \mapsto & (X(\omega), Y(\omega)) \end{cases}$$

2. La loi du couple $Z = (X, Y)$ est appelée loi conjointe, elle est définie par :
 - $Z(\Omega) = X(\Omega) \times Y(\Omega)$
 - Les probabilités élémentaires $P(X = x, Y = y) = P((X = x) \cap (Y = y))$ pour tous $(x, y) \in X(\Omega) \times Y(\Omega)$

On a bien sûr

$$\forall (x, y) \in X(\Omega) \times Y(\Omega), P(X = x, Y = y) \geq 0 \text{ et } \sum_{(x, y) \in X(\Omega) \times Y(\Omega)} P(X = x, Y = y) = 1$$

3. Les lois de X et Y sont appelées lois marginales du couple $Z = (X, Y)$

Si la loi conjointe du couple $Z = (X, Y)$ est connue, alors les lois marginales de X et Y le sont aussi :

- On détermine la loi de X en appliquant la formule des probabilités totales avec le système complet d'événements $([Y = y])_{y \in Y(\Omega)}$:

$$\forall x \in X(\Omega), P(X = x) = \sum_{y \in Y(\Omega)} P(X = x, Y = y)$$

- On détermine la loi de Y en appliquant la formule des probabilités totales avec le système complet d'événements $([X = x])_{x \in X(\Omega)}$:

$$\forall y \in Y(\Omega), P(Y = y) = \sum_{x \in X(\Omega)} P(X = x, Y = y)$$

La réciproque est évidemment fautive, la connaissance des lois marginales de X et Y ne permet pas de déterminer la loi conjointe du couple $Z = (X, Y)$

Définition :

Soit X une variable aléatoire réelle discrète sur (Ω, \mathcal{A}, P) et A un événement de probabilité non-nulle. La loi conditionnelle de X sachant A est la donnée de :

- $X(\Omega)$
- $\forall x \in X(\Omega), P_A(X = x)$

Elle est notée $X_{/A}$

Définition :

Soit $Z = (X, Y)$ un couple de variables aléatoires réelles discrètes sur (Ω, \mathcal{A}, P)

La loi de Z est donnée par :

1. Les lois de X conditionnées par Y sont les lois de X conditionnées par les événements $[Y = y]$ pour tout $y \in Y(\Omega)$
 Plus précisément, pour $y \in Y(\Omega)$ fixé tel que $P(Y = y) \neq 0$, la loi de X sachant $[Y = y]$ est définie par :
 - La donnée de $X(\Omega)$
 - Les nombres $P_{Y=y}(X = x) = \frac{P(X=x, Y=y)}{P(Y=y)}$ pour tout $x \in X(\Omega)$
2. Les lois de Y conditionnées par X sont les lois de Y conditionnées par les événements $[X = x]$ pour tout $x \in X(\Omega)$
 Plus précisément, pour $x \in X(\Omega)$ fixé tel que $P(X = x) \neq 0$, la loi de Y sachant $[X = x]$ est définie par :
 - La donnée de $Y(\Omega)$
 - Les nombres $P_{X=x}(Y = y) = \frac{P(X=x, Y=y)}{P(X=x)}$ pour tout $y \in Y(\Omega)$

V Résultats asymptotiques

Les preuves sont à savoir pour ces théorèmes.

Théorème : Inégalité de Markov

Soit X une variable aléatoire réelle discrète positive d'espérance finie, on a :

$$\forall a > 0, P(X \geq a) \leq \frac{E(X)}{a}$$

Preuve

Avec $a \in \mathbb{R}_+$ fixé :

$$\begin{aligned} E(X) &= \sum_{x \in X(\Omega)} xP(X = x) \geq \sum_{x \in X(\Omega), x \geq a} xP(X = x) \text{ (comme } X \text{ est positive)} \\ &\geq a \sum_{x \in X(\Omega), x \geq a} P(X = x) \geq aP(X \geq A) \end{aligned}$$

$$\text{D'où l'inégalité } P(X \geq a) \leq \frac{E(X)}{a}$$

Théorème : Inégalité de Bienaymé-Tchebychev

Soit X une variable aléatoire réelle discrète telle que X^2 est d'espérance finie, on a :

$$\forall \varepsilon > 0, P(|X - E(X)| \geq \varepsilon) \leq \frac{V(X)}{\varepsilon^2}$$

En passant à l'événement contraire :

$$\forall \varepsilon > 0, P(|X - E(X)| < \varepsilon) \geq 1 - \frac{V(X)}{\varepsilon^2}$$

Preuve

Pour $\varepsilon > 0$:

$$E((X - E(X))^2) = \sum_{x \in X(\Omega)} (x - E(X))^2 P(X = x)$$

$$\geq \varepsilon^2 \sum_{x \in X(\Omega), |x - E(X)| \geq \varepsilon} P(X = x)$$

$$\geq \varepsilon^2 P(|X - E(X)| \geq \varepsilon)$$

D'où l'inégalité.

Théorème : Loi faible des grands nombres

Soit $(X_n)_{n \in \mathbb{N}^*}$ une suite de variables réelles indépendantes de même loi, de variance finie.

En notant $S_n = \sum_{k=1}^n X_k$, $m = E(X_1)$ et $\sigma = \sigma(X_1)$, on a :

$$1. \forall \varepsilon > 0, P\left(\left|\frac{S_n}{n} - m\right| \geq \varepsilon\right) \leq \frac{\sigma^2}{n\varepsilon^2}$$

Cette inégalité doit être démontrée à chaque utilisation d'après le programme

$$2. \forall \varepsilon > 0, P\left(\left|\frac{S_n}{n} - m\right| \geq \varepsilon\right) \rightarrow_{n \rightarrow +\infty} 0$$

Preuve

On a ici que $E\left(\frac{S_n}{n}\right) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E(X_i) = m$

Par indépendance, $V(S_n) = \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^n V(X_i) = \frac{\sigma^2}{n}$