

Mémoire de Stage de M2

PHASE GÉOMÉTRIQUE DE SIGNAL MULTIVARIÉ ET PUIS C'EST DÉJÀ PAS MAL

Grégoire DOAT

Encadré par Nicolas LE BIHAN, Michel BERTHIER, *et al.*

Master Mix - Université de La Rochelle

2024 - 2025

TABLES DES MATIÈRES

Introduction	1
<hr/>	
PARTIE I — DÉCOMPOSITION DES SIGNAUX MULTIVARIÉE	3
<hr/>	
I — Analyse temps-fréquence	3
1.1 Les base de l'analyse temps-fréquence	3
1.1.1 Distribution de l'énergie en temps et fréquence	4
1.1.2 Fréquence instantanée et covariance	6
1.2 Transformée en signal analytique	8
1.2.1 Le problème de signaux réels et comment le résoudre	8
1.2.2 Propriétés et interprétations des signaux analytiques	9
II — Généralisation aux signaux multivariés	11
2.1 Phase et fréquence instantanée de signal multivarié	11
2.2 Cas bivarié et trivarié	14
2.2.1 Bivarié	14
2.2.2 Trivarié	15
2.3 Généralisation de ces formules au cas n -varié	16
III — Notes sur l'approche Géométrique	18
3.1 Le plan du mémoire (trop long)	18
3.2 Notes sur l'approche à avoir	19
3.3 La vision de Bohm [1, fig. 4.3]	20
3.4 La vision Mukunda & Simon [7, 8]	21
<hr/>	
PARTIE II — PRÉREQUIS MATHÉMATIQUE	22
<hr/>	
I — Variété fibrée principale	22
<hr/>	
PARTIE III — BROUILLON	24
<hr/>	
I — Intuition sur les fondamentaux	24
1.1 Réflexion autour du produit hermitien	24
II — Description des signaux multivariés	25
2.1 Cas bivarié et trivarié	25
2.1.1 Bivarié	25
2.1.2 Trivarié	27
2.2 VRAC	27
2.3 Mon blabla	28
III — Vrac	29
3.1 Random stuff ready pour rédac (+labeled)	29
3.2 Bilan des formules	30
3.3 Thoughts	30

Introduction

- Les signaux multivarié c'est super, ondes gravitationnelles, tout ça tout ça
- La phase géo s'est largement étudié dans le cadre de la méca Q / de l'optique
- Nous on voudrait généraliser sont études / calculs à des signaux quelconque (en particulier, par d'EDP pour porter le signal)
- Ca a déjà étant fait en dimension 2 et un petit peu regarder en dimension 3
- Les outils employés se généralise très mal donc il en faut de nouveaux

La phase géométrique est généralement introduite via l'étude d'un système quantique (*i.e.* régit pas l'équation de Schrödinger (1.27)) dit adiabatique. Pour le dire rapidement, ce

OBJET/FONCTIONS	NOTATIONS
Distribution de Dirac	δ
Indicatrice de E	$\mathbb{1}_E$
Fonction signe	$\text{sign}(x)$
Transformée de Fourier	$\mathcal{F}[x], \hat{x}$
Transformée en SA	$\mathcal{A}[x], x_+$
Transformée de Hilbert	$\mathcal{H}[x]$
Conjugué complexe	\bar{x}
Produit hermitien (resp. scalaire)	$\langle x y \rangle$ (resp. $\langle x, y \rangle$)
Espérance et variance de f suivant ρ	$\mathbb{E}_\rho[f(t)], \mathbb{V}_\rho[f(t)]$
Espace des fonctions p.p. de puissance p^{eme} intégrable à valeur de E dans F	$L^p(E, F)$
Support d'une fonction f	$\text{supp } f = \{x \in \mathbb{R} \mid f(x) \neq 0\}$
Matrice de rotation de paramètre Θ (resp. d'angle θ en dimension 2)	R_Θ (resp. R_θ)
Ensemble des matrices symétrique (resp. anti-symétrique)	$\mathcal{S}_n(\mathbb{R})$ (resp. $\mathcal{A}_n(\mathbb{R})$)

tab. 1 — Indexe des notations

PARTIE I

DÉCOMPOSITION DES SIGNAUX MULTIVARIÉE

TODO DE LA PARTIE (SINON ELLE EST FINIE) :

- rectifier la démo de la proposition 1 (et mettre à jour la formule la où elle est utilisée)
- Principe d'incertitude à éclaircir (comprendre + expliquer) sous-section 1.1.2
- Expliquer le second exemple (bizarre) ??
- À quoi sert Bedrosian au juste ? Théorème 1
- Éventuellement ajouter que qu'on part: "On parle éventuellement de signal AM-FM (amplitude modulated - frequency modulated)" corollaire 1.1
- Refaire les graphs en Tikz (????????)
- footnote 2 à régler

I — Analyse temps-fréquence

1.1 Les base de l'analyse temps-fréquence

Cette partie reprends, dans les grandes lignes, les propos de COHEN dans son livre Time frequency analysis [3]

Dans l'étude de signaux, la transformée de Fourier est un outil standard puisqu'il donne accès à tout l'information fréquentielle de ce dernier. Ce gain d'information n'est pas gratuit pour autant puisqu'on perd avec tout notion de temporalité. Pourtant dans bien des cas, une information instantanée, dépendante en temps, est plus pertinente.

C'est par exemple le cas dans l'étude de la langue oral. Le sens d'une phrase ne vient pas du signal, *i.e.* la voix, tout entier mais plutôt de ses valeurs locales. Lorsque l'on prononce le mot "*fleur*", c'est l'enchaînement des sons associés au "*f*", "*l*", "*eu*", *etc.* qui est important et non la structure global du signal.

On pourrait également cité l'effet Doppler qui permet, entre autre, de savoir si un émetteur s'éloigne ou se rapproche. Dans ce cadre, le passage d'un signal de hautes à basses fréquences (typiquement d'un son aigu à un son grave) indique que la source, qui se rapprochait, s'est mise à s'éloigner : c'est la variation de fréquence en cours du temps qui est porteuse d'information.

Pour avoir une notion de fréquence instantanée, il serait utile de pouvoir écrire tout signal réel x sous la forme :

$$x(t) = a(t) \cos \phi(t) \quad (1.1)$$

où a correspondrait à l'*amplitude instantanée* du signal et ϕ sa *phase instantanée*. Le problème d'une telle décomposition est que, si elle existe bel et bien, elle n'est en revanche pas unique. L'exemple le plus simple étant le cas $x(t) = \sin(t)$ qui se représente, entre autre, par les paires :

$$(a(t), \phi(t)) = (1, t + \pi/2) \quad (a(t), \phi(t)) = (\sin(t), 0) \quad (a(t), \phi(t)) = (2 \sin(t/2), t/2)$$

Pour avoir unicité de cette décomposition, il nous faut donc une contrainte sur (a, ϕ) . Une approche serait de voir x comme la partie réelle du signal complexe :

$$\forall t \in \mathbb{R}, \quad z_x(t) = a(t)e^{i\phi(t)} \implies x(t) = \Re z_x(t)$$

Dans ce cas on aurait bien unicité de a et ϕ par rapport à z_x (son amplitude et sa phase) mais cela ne fait que déplacer le problème puisque z_x n'est pas mieux défini : Il y a une liberté totale quant au choix sa partie imaginaire. Pour motiver la définition de z_x , sont rappeler quelques outils d'analyse temps-fréquence.

1.1.1 Distribution de l'énergie en temps et fréquence

Dans toute cette sous-section, on considérera x un signal complexe et on notera \hat{x} ou $\mathcal{F}[x]$ sa transformée de Fourier (dont on supposera quelle existe, ici on supposera au moins $x \in L^2(\mathbb{R}, \mathbb{C})$) :

$$x : \begin{array}{ccc} \mathbb{R} & \longrightarrow & \mathbb{C} \\ x & \longmapsto & x(t) \end{array} \quad \mathcal{F}[x] = \hat{x} : \begin{array}{ccc} \mathbb{R} & \longrightarrow & \mathbb{C} \\ \nu & \longmapsto & \int_{\mathbb{R}} x(t)e^{-2\pi i \nu t} dt \end{array}$$

DÉFINITION 1 (DENSITÉS D'ÉNERGIE) — Étant donnée un signal complexe x , la *densité d'énergie* ρ de x est donnée par le carré de son module. De même on définit ϱ la *densité d'énergie spectrale* :

$$\rho : \begin{array}{ccc} \mathbb{R} & \longrightarrow & \mathbb{R}^+ \\ t & \longmapsto & |x(t)|^2 \end{array} \quad \varrho : \begin{array}{ccc} \mathbb{R} & \longrightarrow & \mathbb{R}^+ \\ \nu & \longmapsto & |\hat{x}(\nu)|^2 \end{array} \quad (1.2)$$

La valeur $\rho(t)$ correspond à la puissance déployée pour émettre le signal à l'instant t et $\varrho(\nu)$ à l'énergie associée à la fréquence ν sur tout le signal.

La transformée étant une isométrie de l'espace $L^2(\mathbb{R}, \mathbb{C})$, si $x \in L^2(\mathbb{R}, \mathbb{C})$, alors l'*énergie totale* du signal est indépendante de la représentation de ce dernier (temporelle ou spectrale) :

$$E(x) := \|x\|_2^2 = \int_{\mathbb{R}} \rho(t) dt = \int_{\mathbb{R}} \varrho(\nu) d\nu = \|\hat{x}\|_2^2 \quad (1.3)$$

Par exemple, si $x(t) = e^{2\pi i \nu_0 t}$, alors $\hat{x}(t) = \delta(x - \nu_0)$. Dans ce cas, on a les densités :

$$\rho(t) = 1 \quad \varrho(\nu) = \delta(\nu - \nu_0)$$

Du point de vu temporel, le signal est émis avec une puissance régulière, mais le fait que ϱ soit un dirac indique que toute l'énergie du signal est concentré en une unique fréquence ν_0 .

DÉFINITION 2 (DURÉE ET LARGEUR DE BANDE) — L'espérance ces densités, pour peu qu'elles existent, sont notées :

$$\mathbb{E}_\rho[t] := \int_{\mathbb{R}} t |x(t)|^2 dt \quad \mathbb{E}_\varrho[\nu] := \int_{\mathbb{R}} \nu |\hat{x}(\nu)|^2 d\nu$$

Si un signal est localisé temporellement, alors la première espérance/moyenne donne une idée de l'instant d'émission du signal. Si *a contrario*, le signal est localisé en fréquence, la seconde espérance peut s'interpréter comme la fréquence "dominante" du le signal, ou plus généralement comme sa *fréquence moyenne*.

En particulier, et ce sera important pour la suite, dans le cas des signaux réels, l'espérance de ϱ est toujours nulles.

On note de même les variances (toujours à condition d'existence) :

$$\begin{aligned} \mathbb{V}_\rho[t] &:= \mathbb{E}_\rho \left[(t - \mathbb{E}_\rho[t])^2 \right] & \mathbb{V}_\varrho[\nu] &:= \mathbb{E}_\varrho \left[(\nu - \mathbb{E}_\varrho[\nu])^2 \right] \\ &= \mathbb{E}_\rho[t^2] - \mathbb{E}_\rho[t]^2 & &= \mathbb{E}_\varrho[\nu^2] - \mathbb{E}_\varrho[\nu]^2 \end{aligned}$$

Les écart-types associés sont plus facilement interprétable. Le premier est appelé *durée d'émission* du

signal, puisqu'il renseigne l'étalement temporelle du signal ; et le second *largeur de bande (fréquentielle)* puisque, lui, renseigne l'étalement fréquentielle.

Ces espérances, et plus généralement les moments de ρ (resp. ϱ), s'écrivent en fonction des dérivées \hat{x} (resp. x) via ce que Cohen appelle les "calculation tricks" :

PROPOSITION 1 ("CALCULATION TRICKS" DE [3]) — Si le signal est n fois dérivable et que la densité d'énergie spectrale associée ϱ admet un moment d'ordre n , alors ce moment est donnée par la formule :

$$\forall n \in \mathbb{N}, \quad \mathbb{E}_\varrho[\nu^n] = \left(\frac{i}{2\pi}\right)^n \int_{\mathbb{R}} x(t) \frac{d^n}{dt^n} \overline{x(t)} dt = \left(\frac{i}{2\pi}\right)^n \left\langle x, \frac{d^n}{dt^n} x \right\rangle \quad (1.4)$$

Avec les hypothèses analogues, les moments de ρ s'écrivent :

$$\forall n \in \mathbb{N}, \quad \mathbb{E}_\rho[t^n] = \left(\frac{1}{2i\pi}\right)^n \int_{\mathbb{R}} \hat{x}(\nu) \frac{d^n}{d\nu^n} \overline{\hat{x}(\nu)} d\nu = \left(\frac{1}{2i\pi}\right)^n \left\langle \hat{x}, \frac{d^n}{d\nu^n} \hat{x} \right\rangle \quad (1.5)$$

Démonstration

À supposer que les intégrales existes et que le théorème de Fubini s'applique, on a $\forall n \in \mathbb{N}$:

$$\begin{aligned} \mathbb{E}_\varrho[\nu^n] &= \int_{\mathbb{R}} \nu^n \varrho(\nu) d\nu = \int_{\mathbb{R}} \nu^n \hat{x}(\nu) \overline{\hat{x}(\nu)} d\nu \\ &= \int_{\mathbb{R}} \nu^n \int_{\mathbb{R}} x(t) e^{-2i\pi\nu t} dt \int_{\mathbb{R}} \overline{x(t')} e^{2i\pi\nu t'} dt' d\nu \\ &= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \int_{\mathbb{R}} \nu^n e^{-2i\pi\nu(t-t')} d\nu dt dt' \end{aligned}$$

Ici, on remarque que :

$$\begin{aligned} \nu^n e^{-2i\pi\nu(t-t')} &= \nu^{n-1} \frac{1}{-2i\pi} \frac{d}{dt} e^{-2i\pi\nu(t-t')} \\ &= \nu^{n-2} \frac{1}{(-2i\pi)^2} \frac{d^2}{dt^2} e^{-2i\pi\nu(t-t')} \\ &\vdots \\ &= \frac{1}{(-2i\pi)^n} \frac{d^n}{dt^n} e^{-2i\pi\nu(t-t')} \end{aligned}$$

Ce qui permet, en jouant sur les ordres d'intégrations et les propriétés du Dirac, d'obtenir :

$$\begin{aligned} \mathbb{E}_\varrho[\nu^n] &= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \int_{\mathbb{R}} \nu^n e^{-2i\pi\nu(t-t')} d\nu dt dt' \\ &= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{(-2i\pi)^n} \frac{d^n}{dt^n} e^{-2i\pi\nu(t-t')} d\nu dt dt' \\ &= \frac{1}{(-2i\pi)^n} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \frac{d^n}{dt^n} \int_{\mathbb{R}} e^{-2i\pi\nu(t-t')} d\nu dt dt' \\ &= \left(\frac{1}{-2i\pi}\right)^n \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \frac{d^n}{dt^n} \mathcal{F}[1](t-t') dt dt' \\ &= \left(\frac{i}{2\pi}\right)^n \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \frac{d^n}{dt^n} \delta(t-t') dt dt' \\ &= \left(\frac{i}{2\pi}\right)^n \int_{\mathbb{R}} x(t) \int_{\mathbb{R}} \overline{x(t')} \frac{d^n}{dt^n} \delta(t-t') dt' dt \\ &= \left(\frac{i}{2\pi}\right)^n \int_{\mathbb{R}} x(t) \frac{d^n}{dt^n} \overline{x(t)} dt \end{aligned}$$

... a moins que :

$$\begin{aligned}
\mathbb{E}_\varrho [\nu^n] &= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \int_{\mathbb{R}} \nu^n e^{-2i\pi\nu(t-t')} d\nu dt dt' \\
&= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{(-2i\pi)^n} \frac{d^n}{dt^n} e^{-2i\pi\nu(t-t')} d\nu dt dt' \\
&= \frac{1}{(-2i\pi)^n} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \frac{d^n}{dt^n} \int_{\mathbb{R}} e^{-2i\pi\nu(t-t')} d\nu dt dt' \\
&= \frac{1}{(-2i\pi)^n} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \frac{d^n}{dt^n} \mathcal{F}[1](t-t') dt dt' \\
&= \frac{1}{(-2i\pi)^n} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x(t')} \frac{d^n}{dt^n} \delta(t-t') dt dt' \\
&= \frac{1}{(-2i\pi)^n} \int_{\mathbb{R}} \overline{x(t')} \int_{\mathbb{R}} x(t) \frac{d^n}{dt^n} \delta(t-t') dt dt' \\
&= \frac{1}{(-2i\pi)^n} \int_{\mathbb{R}} \overline{x(t')} (-1)^n \int_{\mathbb{R}} \frac{d^n}{dt^n} x(t) \delta(t-t') dt dt' \\
&= \left(\frac{-1}{-2i\pi} \right)^n \int_{\mathbb{R}} \frac{d^n}{dt^n} x(t') \overline{x(t')} dt' \\
&= \frac{1}{(2i\pi)^n} \int_{\mathbb{R}} x(t) \frac{d^n}{dt^n} \overline{x(t)} dt
\end{aligned}$$

■

1.1.2 Fréquence instantanée et covariancé

On notera dans toute la suite, sauf précision, l'amplitude et phase de x (resp. \hat{x}) :

$$x(t) = a(t)e^{i\phi(t)} \quad \text{resp.} \quad \hat{x}(\nu) = \alpha(\nu)e^{i\psi(\nu)}$$

Les fonctions a et ϕ (resp. α et ψ) héritent des régularités de x (resp. \hat{x}) et on a :

$$\rho = |x|^2 = a^2 \quad \text{resp.} \quad \varrho = |\hat{x}|^2 = \alpha^2$$

PROPOSITION 2 — Si ϱ admet une espérance et que x est dérivable, alors on a l'égalité :

$$\mathbb{E}_\varrho [\nu] = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \phi'(t) \rho(t) dt = \frac{1}{2\pi} \mathbb{E}_\rho [\phi'] \quad (1.6)$$

Démonstration

Avec le hypothèses de la proposition 1 précédente, on a :

$$\begin{aligned}
\mathbb{E}_\varrho [\nu] &= \frac{i}{2\pi} \rho(t) \int_{\mathbb{R}} x(t) \overline{x'(t)} dt = \frac{i}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} a(t) e^{i\phi(t)} \overline{(a'(t) e^{i\phi(t)} + ia(t) \phi'(t) e^{i\phi(t)})} dt \\
&= \frac{i}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} a(t) e^{i\phi(t)} (a'(t) e^{-i\phi(t)} - ia(t) \phi'(t) e^{-i\phi(t)}) dt \\
&= \frac{i}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} a(t) (a'(t) - ia(t) \phi'(t)) dt \\
&= \frac{i}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} a'(t) a(t) dt + \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{2\pi} \phi'(t) a(t)^2 dt
\end{aligned}$$

On peut se convaincre que le premier terme doit être nul car l'espérance doit être réelle. On peut s'en assurer par le calcul en notant que c'est l'inégale d'une dérivée :

$$\int_{\mathbb{R}} a'(t) a(t) dt = \frac{1}{2} \int_{\mathbb{R}} (a^2)'(t) dt = \frac{1}{2} \rho(t) \Big|_{-\infty}^{+\infty} = 0$$

Ce qui donne bien :

$$\mathbb{E}_\rho[\nu] = \frac{i}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} a'(t)a(t)dt + \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{2\pi} \phi'(t)a(t)^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \phi'(t)\rho(t)dt$$

■

DÉFINITION 3 — La dérivée ϕ' est appelé *fréquence instantanée* du signal x . Le terme est justifié par l'équation (1.6) précédente : C'est une fonction dont la moyenne en temps correspond à la fréquence moyenne de x .

Pour mieux de convaincre du bien fondé de cette interprétation, deux choses. D'une part, pour un signal classique de la forme $\cos(2\pi\nu t + \varphi)$ ou $e^{i(2\pi\nu t + \varphi)}$, la fréquence est clairement identifié par ν , que l'on peut voir comme dérivée de la phase ¹ :

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt}(2\pi\nu t + \varphi)$$

D'autre part, on peut fait le même jeu avec la largeur de bande qu'avec la fréquence moyenne. Cela donne : ²

$$\begin{aligned} \mathbb{V}_\rho[\nu] &= \frac{1}{4\pi^2} \int a'(t)dt + \frac{1}{4\pi^2} \left(\int \phi'(t)^2 \rho(t)dt - \left(\int \phi'(t)\rho(t)dt \right)^2 \right) \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \mathbb{V}_\rho \left[\frac{a'}{a} \right] + \frac{1}{4\pi^2} \mathbb{V}_\rho[\phi'] \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \mathbb{V}_\rho[(\ln a)'] + \frac{1}{4\pi^2} \mathbb{V}_\rho[\phi'] \end{aligned}$$

On constate deux composantes (qui, par ailleurs, sont des variances purement temporelle). La première ne porte que sur l'amplitude du signal, et inversement, l'amplitude n'apparaît que sur la première. Il donc cohérent que le terme restant (là où apparaît ϕ') porte l'information fréquentielle du signal.

À noter tout de même, que **REMARQUE SUR LE PRINCIPE D'INCERTITUDE !!!!**

Afin de clairement expliciter le problème des signaux réels pour l'analyse temps-fréquence, est introduit une dernier outils :

DÉFINITION 4 (COVARIANCE) — Étant données deux variables aléatoire X et Y , leur covariance, qui mesure une forme de corrélation entre X et Y , est donnée par la différence :

$$\mathbb{E}[XY] - \mathbb{E}[X]\mathbb{E}[Y]$$

Outil qui à tout a fait sa place dans le cadre de l'analyse temps-fréquence. Seulement, les distributions associées au temps et à la fréquence ne sont pas les mêmes et le terme $\mathbb{E}[XY]$ n'est donc pas défini. Pour y remédier on se repose sur l'interprétation de ϕ' : puisque qu'il correspond à une description temporelle de la fréquence, elle est associée à ρ . On définit alors la *covariance du signal x* comme le différence :

$$\text{Cov}(x) := \mathbb{E}_\rho[t\phi'(t)] - \mathbb{E}_\rho[t]\mathbb{E}_\rho[\nu] = \mathbb{E}_\rho[t\phi'(t)] - \mathbb{E}_\rho[t]\mathbb{E}_\rho[\phi'(t)] \quad (1.7)$$

Les concepts de base de l'analyse temps-fréquence étant posés, voyons à présent les problèmes que posent les signaux réels.

¹Le facteur 2π s'assure que l'on parle bien de fréquence, question d'unité. Sans, ν correspondait à une pulsation et en définissant la transformée de Fourier en terme de pulsation (i.e. sans le facteur 2π dans l'exponentielle), alors la formule (1.6) n'aurait pas de facteur 2π non plus. En clair, c'est une question de cohérence.

²L'on a même (mais je sais pas quoi en faire) :

$$\mathbb{V}_\rho[\nu] = 1/4\pi^2 \mathbb{V}_\rho[(\ln a)'] + 1/4\pi^2 \mathbb{V}_\rho[\phi']$$

1.2 Transformée en signal analytique

1.2.1 Le problème de signaux réels et comment le résoudre

Les outils de mesures ayant la fâcheuse tendance à fournir des données réelles, ce sont les signaux réels les plus étudiés. Pourtant, cette propriété rend les outils d'analyse temps-fréquence développés plus haut, si non obsolète, au moins compliqué à interpréter.

Tout vient du fait que si x est réel alors son spectre est à symétrie hermitienne et sa densité spectrale ϱ symétrique :

$$\begin{aligned} \forall t \in \mathbb{R}, x(t) \in \mathbb{R} &\implies \forall \nu \in \mathbb{R}, \hat{x}(-\nu) = \overline{\hat{x}(\nu)} \\ &\implies \forall \nu \in \mathbb{R}, \varrho(-\nu) = \varrho(\nu) \end{aligned}$$

Comme dit plus tôt, cela implique que la fréquence moyenne de tout signal réel est nulle (intégrale d'une fonction impaire). Ce qui, en plus de ne pas être très instructif, n'est pas cohérent avec l'interprétation physique qu'on voudrait faire cette moyenne. Par exemple, si ϱ prend la forme ci-dessous (??), alors il serait plus naturelle de demander à ce que la fréquence moyenne se trouve autour de 1,4. De même, la largeur de bande spectrale ne correspond plus à l'étalement de chaque gaussienne, mais plutôt à leur espacement.

fig. 1.1 — Exemple de densité spectrale d'un signal réel ESP A 1,4

Même problème avec la covariance qui sera toujours nulle pour les signaux réels. De là en conclure que la fréquence instantanée de n'importe quel signal réel est toujours décorrélée du temps serait, pour le moins, insatisfaisant.

Pour résoudre les problèmes lié à la fréquence moyenne et la largeur de bande, il suffirait de ne conserver que la partie positive du signal. On s'intéresserait alors au signal transformée $\mathcal{A}[x]$ tel que :

$$\mathcal{F}[\mathcal{A}[x]] = 2\mathbb{1}_{\mathbb{R}^+}\hat{x}$$

où $\mathbb{1}_E$ est la fonction indicatrice de l'ensemble E et où le facteur 2 permet de conserver l'énergie du signal. Avec la transformée de Fourier inverse, ce nouveau signal s'écrit alors :

$$\mathcal{A}[x] = \mathcal{F}^{-1}[2\mathbb{1}_{\mathbb{R}^+}\hat{x}] = 2\mathcal{F}^{-1}[\mathbb{1}_{\mathbb{R}^+}] * x$$

La transformée inverse de cette indicatrice (qui n'est autre que la fonction de Heavyside) n'est pas définie au sens classique, mais l'est au sens des distributions. Pour l'écrire, on introduit la distribution suivante :

DÉFINITION 5 (VALEUR PRINCIPALE DE CAUCHY) — On appelle *valeur principale de Cauchy* la distribution, notée $\text{vp}\frac{1}{x}$, telle que :

$$\begin{aligned} \forall \varphi \in \mathcal{S}(\mathbb{R}), \quad \left\langle \text{vp}\frac{1}{x}, \varphi \right\rangle &= \oint_0^t \frac{\varphi(t)}{t} dt := \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} \int_{-\infty}^{-\varepsilon} \frac{\varphi(t)}{t} dt + \int_{+\varepsilon}^{+\infty} \frac{\varphi(t)}{t} dt \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{\varphi(t) - \varphi(-t)}{t} dt \end{aligned} \quad (1.8)$$

Ici $\mathcal{S}(\mathbb{R})$ est l'espace de Schwartz des fonctions C^∞ à décroissance rapide et la limite en ε assure que l'intégrale (impropre) converge bien. Sa valeur est également appelée *valeur principale* de l'intégrale.

La distribution $\text{vp}\frac{1}{x}$ est la valeur principale de la fonction inverse dans le sens où son produit avec l'identité donne 1 ($\langle id_{\mathbb{R}} \times \text{vp}\frac{1}{x}, \varphi \rangle = \langle \text{vp}\frac{1}{x}, id_{\mathbb{R}} \times \varphi \rangle = 1$) mais avec des propriétés d'intégration supplémentaires. Entre autre :

PROPRIÉTÉ 1 — La transformée de Fourier de la valeur principale de Cauchy est donnée, au sens des distributions, par :

$$\mathcal{F}\left[\text{vp}\frac{1}{x}\right] = -i\pi \text{sign} \quad (1.9)$$

On en déduit la transformée de Fourier inverse :

$$\mathcal{F}^{-1}[2\mathbb{1}_{\mathbb{R}^+}] = \mathcal{F}^{-1}[1 + \text{sign}] = \delta + \frac{i}{\pi} \text{vp} \frac{1}{x} \quad (1.10)$$

Démonstration

juste pour le plaisir. Par définition, la transformée de Fourier de la valeur principale est telle que, $\forall \varphi \in \mathcal{S}(\mathbb{R})$:

$$\begin{aligned} \left\langle \mathcal{F}\left(\text{vp} \frac{1}{x}\right), \varphi \right\rangle &= \left\langle \text{vp} \frac{1}{x}, \hat{\varphi} \right\rangle = \int_{\mathbb{R}} \frac{\hat{\varphi}(\nu)}{\nu} d\nu \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{\hat{\varphi}(\nu) - \hat{\varphi}(-\nu)}{\nu} d\nu \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{1}{\nu} \left(\int_{\mathbb{R}} \varphi(t) e^{-2i\pi\nu t} dt - \int_{\mathbb{R}} \varphi(t) e^{2i\pi\nu t} dt \right) d\nu \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{1}{\nu} \int_{\mathbb{R}} \varphi(t) (e^{-2i\pi\nu t} - e^{2i\pi\nu t}) dt d\nu \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{1}{\nu} \int_{\mathbb{R}} -2i\varphi(t) \sin(2\pi\nu t) dt d\nu \\ &= -2i \int_{\mathbb{R}} \varphi(t) \int_0^{+\infty} \frac{\sin(2\pi\nu t)}{\nu} d\nu dt \end{aligned}$$

En posant $u = 2\pi\nu t \text{sign}(t)$ (le signe de t assure que l'on ait le même signe dans et hors du sin), on obtient :

$$\begin{aligned} \left\langle \mathcal{F}\left[\text{vp} \frac{1}{x}\right], \varphi \right\rangle &= -2i \int_{\mathbb{R}} \varphi(t) \int_0^{+\infty} \text{sign}(t) \frac{\sin(u)}{u} du dt \\ &= -2i \int_{\mathbb{R}} \varphi(t) \frac{\pi}{2} \text{sign}(t) dt \\ &= \langle -i\pi \text{sign}, \varphi \rangle \end{aligned}$$

■

DÉFINITION 6 (TRANSFORMÉE EN SA ET DE HILBERT) — On définit alors la *transformée en signal analytique* (SA) du tout signal x par l'application :

$$\mathcal{A}[x] = x_+ := 2x * \mathcal{F}^{-1}[\mathbb{1}_{\mathbb{R}^+}] : \begin{array}{ccc} \mathbb{R} & \longrightarrow & \mathbb{C} \\ t & \longmapsto & x(t) + \frac{i}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \frac{x(s)}{t-s} ds \end{array} \quad (1.11)$$

Par construction, on a bien $\mathcal{F}[\mathcal{A}[x]] = 2\mathbb{1}_{\mathbb{R}^+} \hat{x}$, et on dira plus généralement de tout signal dont le spectre est réel positif que c'est un *signal analytique*.

L'intégral à droite de (1.11) est appelée *transformée de Hilbert* du signal. Elle est notée :

$$\mathcal{H}[x] : \begin{array}{ccc} \mathbb{R} & \longrightarrow & \mathbb{C} \\ t & \longmapsto & \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \frac{x(s)}{t-s} ds = \frac{1}{\pi} \left(\text{vp} \frac{1}{x} \right) * x \end{array} \quad (1.12)$$

Par souci de commodité, plutôt que redéfinir tout le vocabulaire développé plus haut (fréquence moyenne, temps moyen, *etc.*) pour les signaux réel via la transformation \mathcal{A} , dans la suite du mémoire on travaillera directement avec $\mathcal{A}[x]$.

1.2.2 Propriétés et interprétations des signaux analytiques

Dans les cas des signaux réels, la transformée de Hilbert est à valeur dans \mathbb{R} . Aussi, la transformée $\mathcal{A}[x]$ à pour partie réelle x et pour partie imaginaire $\mathcal{H}[x]$. Sous forme exponentielle, cela donne :

$$\mathcal{A}[x](t) = a(t)e^{i\phi(t)} \implies \begin{cases} x(t) = a(t) \cos \phi(t) \\ \mathcal{H}[x](t) = a(t) \sin \phi(t) \end{cases}$$

On obtient alors on décomposition de x en une paire (a, ϕ) telle que discuté plus haut.

DÉFINITION 7 (AMPLITUDE ET PHASE INSTANTANÉE) — On définit ainsi l'*amplitude instantanée* a_x et la *phase instantanée* ϕ_x de tout signal x comme étant respectivement l'amplitude et la phase de $\mathcal{A}[x]$:

$$a_x = |\mathcal{A}[x]| \quad \phi_x = \arg(\mathcal{A}[x]) \quad (1.13)$$

Il est important de noter que si un signal est présenté sous la forme $x = a \cos \phi$, rien n'implique que a et ϕ corresponde à l'amplitude et la phase instantanée du signal. Si ce n'est pas le cas, c'est que cette décomposition n'était "pas la bonne" en cela qu'elles ne s'interprètent pas comme l'on aimerait.

Pour comprendre comment cette transformation "sélectionne" la fréquence instantanée, détaillons le cas où x s'écrit comme produit de deux signaux pures (??) :

$$x(t) = \cos(2\pi\nu_1 t) \cos(2\pi\nu_2 t)$$

On montre sans mal³ que si $\nu_1 \geq \nu_2$, alors la transformée en SA de x s'écrit :

$$\mathcal{A}[x] = \cos(2\pi\nu_2 t) e^{2i\pi\nu_1 t}$$

fig. 1.2 — Représentation graphique du signal x (rouge) avec $\nu_1 = 3$ et $\nu_2 = 0.1$. Sur l'image de gauche, avec signaux de fréquences pures (bleu et vert). Sur l'image de droite, avec son amplitude (bleu) et sa phase instantanée (vert). Les discontinuités de la phase sont dû à l'arrondi à 2π près de l'argument de $\mathcal{A}[x]$ et à la façon dont il est calculé lorsque le signal s'annule (mise à 0). Voir [ici](#) pour un graphique dynamique.

Le signal $\mathcal{A}[x]$ n'est ici pas sous forme exponentielle à proprement parler puisque le cosinus peut être négatif (pour s'y ramener, il suffit de passer le cos en valeur absolue et d'ajouter π à l'argument lorsque nécessaire) mais l'avantage de cette forme est qu'elle fait clairement apparaître les fréquences $\nu_{1,2}$. En particulier, la fréquence instantanée du signal est la plus grande des deux fréquences ν_1 et ν_2 . La plus petite, elle, se retrouve dans l'amplitude.

Ce résultat est rassurant en cela qu'il est plus naturel de voir le cosinus de basse fréquence comme modulant celui de haute fréquence que l'inverse comme on le voit sur la première image de la figure ??.

Aussi, en mettant les hautes fréquences du signal dans la fréquence instantanée, on s'assure de limiter les variations de l'amplitude. Cela apporte bien plus de contrainte en terme de décomposition (a_x, ϕ_x) , en cela que si l'inverse étant vrai, alors toutes les fréquences pourraient être envoyées dans l'amplitude, ce qui laisserait la phase invariante.

Cela étant dit, lorsque l'on fait varier ν_1 et ν_2 , le résultat n'est pas toujours si intuitif. C'est notamment le cas lorsque les deux deviennent de plus en plus proche :

fig. 1.3 — Idem que pour la figure ?? précédente, avec cette fois $\nu_1 = 1.5$ et $\nu_2 = 1.3$.

Pour comprendre pourquoi l'amplitude ne fait pas ce qu'on attendrait d'elle, on introduit le théorème de Bedrosian :

THÉORÈME DE BEDROSIAN (1) — Dans sa formulation la plus générale, le théorème de Bedrosian énonce que donnée si deux fonctions $f, g \in L^2(\mathbb{R})$ sont telles l'une des trois assertions suivantes est vraie :

1. $\exists \lambda \in \mathbb{R}^+ \mid \text{supp } \hat{f} \subset [-\lambda, +\infty[, \text{supp } \hat{g} \subset [\lambda, +\infty[$
2. $\exists \lambda \in \mathbb{R}^+ \mid \text{supp } \hat{f} \subset]-\infty, \lambda], \text{supp } \hat{g} \subset]-\infty, -\lambda]$
3. $\exists (\lambda_1, \lambda_2) \in \mathbb{R}^+ \times \mathbb{R}^+ \setminus \{(0, 0)\} \mid \text{supp } \hat{f} \subset [-\lambda_1, \lambda_2], \text{supp } \hat{g} \subset \mathbb{R} \setminus [-\lambda_2, \lambda_1]$

alors la transformée de Hilbert de leur produit est donnée par la formule (voir [9] pour une démonstration)

³ \hat{x} est donné par 4 Diracs, en ne gardant que ce non nul sur \mathbb{R}^+ on obtient le spectre de $\mathcal{A}[x]$ et il reste plus qu'à inverser la transformée de Fourier.

:

$$\mathcal{H}[fg] = f\mathcal{H}[g] \quad (1.14)$$

COROLLAIRE 1.1 — Dans le cas d'un signal réel, suivant la définition 7 on peut écrire $x = a_x \cos \circ \phi_x$. Comme a_x et ϕ_x sont réels, seule la 2. condition du théorème de Bedrosian peut être satisfaite pour peu que $\lambda_1 = \lambda_2$.

Ainsi, à condition que $a_x \in L^2(\mathbb{R})$, $\cos \phi_x \in L^2(\mathbb{R})$ et qu'il existe $\lambda \in \mathbb{R}^{+*}$ tel que :

$$\text{supp } \mathcal{F}[a_x] \subset [-\lambda, \lambda], \quad \text{supp } \mathcal{F}[\cos \phi_x] \subset \mathbb{R} \setminus [-\lambda, \lambda]$$

Alors on a :

$$\mathcal{H}[x] = a_x \mathcal{H}[\cos(\phi_x)] \quad \text{et} \quad \mathcal{H}[\cos(\phi_x)] = \sin(\phi_x)$$

II — Généralisation aux signaux multivariés

DÉFINITION 8 (SIGNAL MULTIVARIÉ) — Un *signal multivarié*, ou *n-varié*, est un vecteur composé de $n \in \mathbb{N}^*$ signaux x_i . Si $n = 2$, alors on parle de signal *bivarié*.

Dans la continuité de ce qui a été dit dans la sous-section 1.2.1, dans le cas des signaux réels, on s'intéressera au vecteur composé des transformées en SA (eq. 1.11, déf. 6) des x_i . **Au moins dans toute cette section**, un tel signal sera noté :

$$\begin{aligned} \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{C}^n \\ x_+(t) : t &\longmapsto \begin{pmatrix} \mathcal{A}[x_1] \\ \mathcal{A}[x_2] \\ \vdots \\ \mathcal{A}[x_n] \end{pmatrix} \end{aligned}$$

On supposera que chaque composante x_i de \mathbf{x} aura autant de régularité et de condition d'intégrabilité que nécessaire (**il vaudra préciser lesquelles à un moment**).

Le fait que \mathbf{x} soit à valeur dans \mathbb{C}^n impose un choix naturel de d'amplitude instantanée : sa norme. L'on notera alors dans tout la suite (sauf précision) :

$$\forall t \in \mathbb{R}, \quad \mathbf{x}(t) = a(t) \begin{pmatrix} a_1(t)e^{i\phi_1(t)} \\ a_2(t)e^{i\phi_2(t)} \\ \vdots \\ a_n(t)e^{i\phi_n(t)} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \|(a_i)_{1 \leq i \leq n}\| = 1, \quad a \geq 0$$

Le choix de la phase instantanée, en revanche, n'est pas plus commode. Si l'on cherche à écrire \mathbf{x} sous la forme :

$$a(t)e^{i\phi(t)} \begin{pmatrix} a_1(t)e^{i\psi_1(t)} \\ a_2(t)e^{i\psi_2(t)} \\ \vdots \\ a_n(t)e^{i\psi_n(t)} \end{pmatrix}$$

alors n'importe quel choix de ϕ est valable, il suffit que $\psi_i = \phi_i - \phi$.

2.1 Phase et fréquence instantanée de signal multivarié

Afin de contraindre ce choix, on s'inspire propriétés de la phase instantanée vu plus tôt pour en déduire deux approches :

- D'une part, l'espérance de la fréquence instantanée (ici vu comme dérivée à 2π près de la phase⁴) doit donner la fréquence moyenne au sens de Fourier, eq. (1.6).
- D'autre part, les conditions d'interprétation de la décomposition (a_x, ϕ_x) , théorème 1, exige que les hautes fréquences du signal se retrouve dans la phase.

Pour cela on introduit les notations utiles au cas multivarié :

DÉFINITION 9 (DENSITÉ D'ÉNERGIE) — Étant donné un signal multivarié $\mathbf{x} = (x_i)_{1 \leq i \leq n}$, les densités d'énergie de chaque composante x_i sont notées :

$$\begin{aligned} \rho_i : \quad \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^+ \\ t &\longmapsto |x_i(t)|^2 = a(t)^2 a_i(t)^2 \end{aligned} \quad \begin{aligned} \varrho_i : \quad \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^+ \\ \nu &\longmapsto |\hat{x}_i(\nu)|^2 \end{aligned} \quad (1.15)$$

Et les densités d'énergies associées au signal \mathbf{x} complet :

$$\begin{aligned} \rho : \quad \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^+ \\ t &\longmapsto \|\mathbf{x}(t)\|^2 = \sum_{i=1}^n \rho_i(t) \end{aligned} \quad \begin{aligned} \varrho : \quad \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^+ \\ \nu &\longmapsto \|\hat{\mathbf{x}}(\nu)\|^2 = \sum_{i=1}^n \varrho_i(\nu) \end{aligned} \quad (1.16)$$

La première approche, inspiré de [2] consiste donc de reprendre le “calculation trick” (1.4), pour en déduire la fréquence moyenne

$$\begin{aligned} \mathbb{E}_\varrho[\nu] &= \int_{\mathbb{R}} \nu \varrho(\nu) d\nu = \int_{\mathbb{R}} \nu \sum_{i=1}^n \varrho_i(\nu) d\nu \\ &= \sum_{i=1}^n \mathbb{E}_{\varrho_i}[\nu] \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \phi'_i(t) \rho_i(t) dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} a(t)^2 \sum_{i=1}^n \phi'_i(t) a_i(t)^2 dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \mathbb{E}_\rho \left[\sum_{i=1}^n \phi'_i a_i^2 \right] \end{aligned}$$

Ce qui mène à une première définition de la phase instantanée :

$$\phi = \int \sum_{i=1}^n \phi'_i(s) a_i(s)^2 ds = \sum_{i=1}^n \int \phi'_i(s) a_i(s)^2 ds \quad (1.17)$$

La seconde approche, fortement inspirée par les travaux de Lilly & Olhede [6], se base sur la discussion autour du théorème Bedrisan sur la séparation haute-basse fréquence du signal \mathbf{x} (sous-section 1.2.2). Pour cela, l'on commence par faire apparaître la phase ϕ — pour l'instant inconnue — en écrivant \mathbf{x} sous la forme :

$$\forall t \in \mathbb{R}, \quad \mathbf{x}(t) = e^{i\phi(t)} e^{-i\phi(t)} \mathbf{x}(t) := e^{i\phi(t)} \tilde{\mathbf{x}}(t)$$

Si ϕ est bien choisie, alors $\tilde{\mathbf{x}}$ contient les informations associées à l'amplitude et la polarisation de \mathbf{x} . Or, la phase doit contenir les hautes fréquences du signal. Pour s'en assurer on demande, à l'inverse, que les basses fréquences du signal soit données par $\tilde{\mathbf{x}}$ en limitant ces variations. En clair, ϕ doit être choisi de sorte à minimiser la dérivée $\tilde{\mathbf{x}}'$:

$$\forall t \in \mathbb{R}, \quad \phi(t) = \underset{\alpha(t)}{\operatorname{argmin}} \|\tilde{\mathbf{x}}'(t)\|_2^2 = \underset{\alpha(t)}{\operatorname{argmin}} \|e^{-i\alpha}(\mathbf{x}' - i\alpha' \mathbf{x})\|_2^2 = \underset{\alpha(t)}{\operatorname{argmin}} \|\mathbf{x}' - i\alpha' \mathbf{x}\|_2^2$$

⁴La pertinence de cette définition dans le cas multivarié sera discuté plus loin

La contrainte ne dépendant que de la dérivée α' , on se ramène à :

$$\min_{\alpha(t)} \|\tilde{\mathbf{x}}'(t)\|_2^2 = \min_{\alpha'(t)} \|\mathbf{x}'(t) - \alpha'(t)\mathbf{x}(t)\|_2^2$$

En rappelant que $\frac{d}{dx}\|f(x)\|_2^2 = 2\Re\langle f(x), f'(x) \rangle$, il vient que ce minimum⁵ est atteint par $\phi'(t)$ à condition que :

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\phi'} \|\mathbf{x}' - i\phi'\mathbf{x}\|_2^2 = 0 &\iff 0 = 2\Re\left\langle \mathbf{x}' - i\phi'\mathbf{x}, \frac{d}{d\phi'}(\mathbf{x}' - i\phi'\mathbf{x}) \right\rangle \\ &= 2\Re\langle \mathbf{x}' - i\phi'\mathbf{x}, -i\mathbf{x} \rangle \\ &= 2\Re\left(i\langle \mathbf{x}', \mathbf{x} \rangle\right) + 2\phi'\Re\langle \mathbf{x}, \mathbf{x} \rangle \\ &= -2\Im\langle \mathbf{x}', \mathbf{x} \rangle + 2\phi'\|\mathbf{x}\|_2^2 \end{aligned}$$

Ainsi :

$$\phi' = \frac{\Im\langle \mathbf{x}', \mathbf{x} \rangle}{\|\mathbf{x}\|_2^2} = \frac{-\Im\langle \mathbf{x}, \mathbf{x}' \rangle}{\|\mathbf{x}\|_2^2} \quad \text{et} \quad \phi = -\Im \int \frac{\langle \mathbf{x}(s), \mathbf{x}'(s) \rangle}{\|\mathbf{x}(s)\|^2} ds \quad (1.18)$$

Ce qui, sous forme exponentiel, se réécrit :

$$\begin{aligned} -\Im \frac{\langle \mathbf{x}(t), \mathbf{x}'(t) \rangle}{\|\mathbf{x}(t)\|^2} &= -\Im \frac{1}{a(t)^2} \sum_{i=1}^n a(t)a_i(t)e^{i\phi_i(t)} \overline{\left((aa_i)'(t) + a(t)a_i(t)i\phi_i'(t)\right)e^{i\phi_i(t)}} \\ &= -\Im \frac{1}{a(t)^2} \sum_{i=1}^n a(t)a_i(t)(aa_i)'(t) - ia(t)^2a_i(t)^2\phi_i'(t) \\ &= -\frac{1}{a(t)^2} \sum_{i=1}^n -a(t)^2a_i(t)^2\phi_i'(t) \\ &= \sum_{i=1}^n a_i(t)^2\phi_i'(t) \end{aligned}$$

Soit la même expression que (1.17) obtenue par le premier raisonnement.

(NOTATION À REPRENDRE (aa_i)) *Toujours avec les mêmes notations, une conséquence de l'équation (1.18) est que les fréquences ψ_i restantes sont de moyenne nulle dans le sens où :*

$$\sum_{i=1}^n \int \psi_i'(s)a_i(s)^2 ds = 0 \quad (1.19)$$

Moralement, ça revient juste à dire qu'en définissant ϕ suivant Lilly, on a ôté au ψ_i la phase moyenne pondérée et donc, tout naturellement, les nouvelles phase individuelles ψ_i sont centrés (à la même pondération près). Cela revient peut ou prou à la première équation (1.17).

Pour le montrer, il suffit de refaire le calcul de la phase instantanée :

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x}(t) | \dot{\mathbf{x}}(t) \rangle &= \left\langle \left(a_i(t)e^{i(\phi(t)+\psi_i(t))}\right)_i \left| \left((a_i'(t) + i(\phi(t) + \psi_i(t))a_i(t))e^{i(\phi(t)+\psi_i(t))}\right)_i \right. \right\rangle \\ &= \sum_i a_i(t) \left(a_i'(t) - i(\phi'(t) + \psi_i'(t))a_i(t) \right) \\ &= \sum_i a_i(t)a_i'(t) - i \sum_i (\phi'(t) + \psi_i'(t))a_i(t)^2 \\ &= \sum_i a_i(t)a_i'(t) - i\phi'(t) \sum_i a_i(t)^2 - i \sum_i \psi_i'(t)a_i(t)^2 \\ &= \sum_i a_i(t)a_i'(t) - i\phi'(t)\|\mathbf{a}(t)\|^2 - i \sum_i \psi_i'(t)a_i(t)^2 \end{aligned}$$

⁵ L 'extremum obtenu est l'unique minimum puisque $t \mapsto \|at + b\|^2$ est strictement convexe pour $a \neq 0$.

Ce qui mène à :

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{dyn}}(\mathbf{x}, t_0, t) &= \int_{t_0}^t \frac{\varphi'(s) \|a(s)\|^2}{\|a(s)\|^2} ds + \sum_i \int_{t_0}^t \frac{\varphi'_i(s) a_i(s)^2}{\|a(s)\|^2} ds \\ &= \Phi_{\text{dyn}}(\mathbf{x}, t_0, t) + \sum_{i=1}^n \int \psi'_i(s) a_i(s)^2 ds\end{aligned}$$

2.2 Cas bivarié et trivarié

2.2.1 Bivarié

PROPOSITION 3 (PHASES DE SIGNAL AM–FM–PM) — Étant donné un signal bivarié AM–FM–PM \mathbf{x} , i.e. de la forme :

$$\mathbf{x} = ae^{i\varphi} R_\theta \begin{pmatrix} \cos \chi \\ -i \sin \chi \end{pmatrix} = a(t) e^{i\varphi} \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \chi + i \sin \theta \sin \chi \\ \sin \theta \cos \chi - i \cos \theta \sin \chi \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

la phase dynamique de \mathbf{x} est donnée par :

$$\Phi_{\text{dyn}}(\mathbf{x}, t_0, t) = \int_{t_0}^t \dot{\varphi}(s) + \dot{\theta}(s) \sin 2\chi(s) ds = \varphi(t) - \varphi(t_0) + \int_{t_0}^t \dot{\theta}(s) \sin 2\chi(s) ds \quad (1.21)$$

Soit une différence de phase φ mais avec un terme en plus. Donc φ ne doit (**doit?**) pas être interpréter comme la phase instantanée du signal, où du moins pas au sens donnée dans la sous-section 2.1.

La phase totale, elle, s'écrit :

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{tot}}(\mathbf{x}, t_0, t) &= \arg \langle \mathbf{x}(t), \mathbf{x}(t_0) \rangle = \varphi(t) - \varphi(t_0) + \arg \left(\cos \Delta\theta \cos \Delta\chi + i \sin \Delta\theta \sin (\chi(t_0) + \chi(t)) \right) \\ &= \varphi(t) - \varphi(t_0) + \arctan \left(\tan \Delta\theta \frac{\tan \chi(t_0) + \tan \chi(t)}{1 + \tan \chi(t_0) \tan \chi(t)} \right)\end{aligned} \quad (1.22)$$

ou $\Delta y = y(t) - y(t_0)$ pour $y = \varphi, \theta, \chi$. (**adapte signe démo**)

Démonstration de la proposition 3

Par souci de lisibilité, on note $\mathcal{U} = R_\theta \begin{pmatrix} \cos \chi \\ -i \sin \chi \end{pmatrix}$ de sorte que la dérivée de \mathbf{x} s'écrit :

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{x}} &= \dot{a} e^{i\varphi} \mathcal{U} + ia \dot{\varphi} e^{i\varphi} \mathcal{U} + ae^{i\varphi} \dot{\theta} \begin{pmatrix} -\sin \theta \cos \chi + i \cos \theta \sin \chi \\ \cos \theta \cos \chi + i \sin \theta \sin \chi \end{pmatrix} + ae^{i\varphi} \dot{\chi} \begin{pmatrix} -\cos \theta \sin \chi + i \sin \theta \cos \chi \\ -\sin \theta \sin \chi - i \cos \theta \cos \chi \end{pmatrix} \\ &= \dot{a} e^{i\varphi} \mathcal{U} + ia \dot{\varphi} e^{i\varphi} \mathcal{U} + ae^{i\varphi} \dot{\theta} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{U} + ae^{i\varphi} \dot{\chi} \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \overline{\mathcal{U}}\end{aligned}$$

Le produit hermitien $\langle \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}} \rangle$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\langle \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}} \rangle &= \left\langle ae^{i\varphi} \mathcal{U}, \dot{a} e^{i\varphi} \mathcal{U} + ia \dot{\varphi} e^{i\varphi} \mathcal{U} + ae^{i\varphi} \dot{\theta} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{U} + ae^{i\varphi} \dot{\chi} \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \overline{\mathcal{U}} \right\rangle \\ &= \left\langle a \mathcal{U}, \dot{a} \mathcal{U} + ia \dot{\varphi} \mathcal{U} + a \dot{\theta} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{U} + a \dot{\chi} \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \overline{\mathcal{U}} \right\rangle \\ &= a \dot{a} \langle \mathcal{U}, \mathcal{U} \rangle - ia^2 \dot{\varphi} \langle \mathcal{U}, \mathcal{U} \rangle + a^2 \dot{\theta} \left\langle \mathcal{U}, \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{U} \right\rangle + ia^2 \dot{\chi} \left\langle \mathcal{U}, \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \overline{\mathcal{U}} \right\rangle\end{aligned}$$

où les deux derniers produits hermitiens donnent :

$$\begin{aligned}
\left\langle \mathcal{U}, \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{U} \right\rangle &= -\mathcal{U}_1 \overline{\mathcal{U}_2} + \mathcal{U}_2 \overline{\mathcal{U}_1} \\
&= 2i \Im m(\overline{\mathcal{U}_1} \mathcal{U}_2) \\
&= 2i \Im m(\cos \theta \cos \chi - i \sin \theta \sin \chi)(\sin \theta \cos \chi - i \cos \theta \sin \chi) \\
&= 2i(-\cos^2 \theta \cos \chi \sin \chi - \sin^2 \theta \sin \chi \cos \chi) \\
&= -2i(\cos \chi \sin \chi + \sin \chi \cos \chi) \\
&= -i \sin 2\chi
\end{aligned}$$

$$\left\langle \mathcal{U}, \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \overline{\mathcal{U}} \right\rangle = -\mathcal{U}_1 \mathcal{U}_2 + \mathcal{U}_2 \mathcal{U}_1 = 0$$

D'où, sachant que $\|\mathbf{x}\|^2 = a^2$ et $\|\mathcal{U}\| = 1$, la formule :

$$\begin{aligned}
-\frac{\Im m\langle \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}} \rangle}{\|\mathbf{x}\|^2} &= -\frac{1}{a^2} \Im m(a\dot{a}\langle \mathcal{U}, \mathcal{U} \rangle - ia^2\dot{\varphi}\langle \mathcal{U}, \mathcal{U} \rangle - ia^2\dot{\theta} \sin 2\chi) \\
&= \frac{1}{a^2} (a^2\dot{\varphi}\|\mathcal{U}\|^2 + a^2\dot{\theta} \sin 2\chi) \\
&= \dot{\varphi} + \dot{\theta} \sin 2\chi
\end{aligned}$$

Pour la phase totale, on note cette fois $\mathcal{V} = \begin{pmatrix} \cos \chi \\ -i \sin \chi \end{pmatrix}$ et on a :

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{x}(t_0), \mathbf{x}(t) \rangle &= \left\langle a(t_0)e^{i\varphi(t_0)} R_{\theta(t_0)} \mathcal{V}(t_0), a(t)e^{i\varphi(t)} R_{\theta(t)} \mathcal{V}(t) \right\rangle \\
&= a(t_0)e^{i\varphi(t_0)} a(t)e^{-i\varphi(t)} \left\langle R_{\theta(t_0)} \mathcal{V}(t_0), R_{\theta(t)} \mathcal{V}(t) \right\rangle \\
&= a(t_0)a(t)e^{i(\varphi(t_0)-\varphi(t))} \left\langle \mathcal{V}(t_0), R_{\theta(t)-\theta(t_0)} \mathcal{V}(t) \right\rangle
\end{aligned}$$

Pour alléger les notations, on note $\Delta y = y(t) - y(t_0)$, $y_1 = y(t_0)$ et $y_2 = (t)$ pour $y = \varphi, \theta, \chi$. Le produit hermitien à droite s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
\left\langle \mathcal{V}(t_0), R_{\Delta\theta} \mathcal{V}(t) \right\rangle &= \begin{pmatrix} \cos \chi_1 & -i \sin \chi_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Delta\theta \cos \chi_2 - i \sin \Delta\theta \sin \chi_2 \\ \sin \Delta\theta \cos \chi_2 + i \cos \Delta\theta \sin \chi_2 \end{pmatrix} \\
&= \cos \chi_1 (\cos \Delta\theta \cos \chi_2 - i \sin \Delta\theta \sin \chi_2) - i \sin \chi_1 (\sin \Delta\theta \cos \chi_2 + i \cos \Delta\theta \sin \chi_2) \\
&= \cos \Delta\theta (\cos \chi_1 \cos \chi_2 + \sin \chi_1 \sin \chi_2) - i \sin \Delta\theta (\cos \chi_1 \sin \chi_2 + \sin \chi_1 \cos \chi_2) \\
&= \cos \Delta\theta \cos \Delta\chi - i \sin \Delta\theta \sin(\chi_1 + \chi_2)
\end{aligned}$$

■

2.2.2 Trivarié

- Version de Lilly [5]

$$\begin{aligned}
\mathbf{x}_+(t) &= e^{i\phi(t)} R_1(\alpha(t)) R_3(\beta(t)) R_1(\theta(t)) \begin{pmatrix} a(t) \\ -ib(t) \\ 0 \end{pmatrix} \\
&= a(t)e^{i\phi(t)} R_1(\alpha(t)) R_3(\beta(t)) R_1(\theta(t)) \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.23}$$

avec :

$$R_1(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad R_3(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Donc une amplitude / phase instantanée A / ϕ et une polarisation instantanée d'ellipse paramétrée par χ et orientée par la rotation $R_1 R_3 R_1$.

- On note d'abord que (Lefevre [4]) :

$$\begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \chi(t) & i \sin \chi(t) & 0 \\ -i \sin \chi(t) & \cos \chi(t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Ce qui, en terme de matrice de Gall-man (λ_i) (généralisation de la base de Pauli à $\mathbb{U}(3)$), devient :

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_+(t) &= a(t) e^{i\phi(t)} R_1(\alpha(t)) R_3(\beta(t)) R_1(\theta(t)) \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= a(t) e^{i\phi(t)} e^{i\alpha\lambda_7} e^{i\beta\lambda_3} e^{i\theta\lambda_7} e^{-i\chi\lambda_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

2.3 Généralisation de ces formules au cas n -varié

PROPOSITION 4 (PHASE DE SIGNAL AM-FM-PM n -VARIÉ) — La formule 1.21 de la proposition 3 se généralise très bien à plus haute dimension. En écrivant \mathbf{x} sous la forme :

$$\mathbf{x}(t) = a(t) e^{i\varphi} R_{\Theta(t)} \mathcal{V}(t) \quad \text{où } R_{\Theta(t)} \in \text{SO}_n(\mathbb{R}) \text{ et } \mathcal{V}(t) = \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

la phase dynamique de \mathbf{x} est donnée par :

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{dyn}}(\mathbf{x}, t_0, t) &= \int_{t_0}^t \dot{\varphi}(s) + \sin 2\chi \langle \tilde{R}_{\Theta(s)} e_1, e_2 \rangle ds \\ &= \varphi(t) - \varphi(t_0) + \int_{t_0}^t \sin 2\chi \langle \tilde{R}_{\Theta(s)} e_1, e_2 \rangle ds \end{aligned} \quad (1.25)$$

où $e_j = \delta_j^i \in \mathbb{R}^n$ et $\tilde{R}_{\Theta(t)}$ est la matrice anti-symétrique :

$$\tilde{R}_{\Theta(t)} = {}^t R_{\Theta(t)} \dot{R}_{\Theta(t)} \in \mathcal{A}_n(\mathbb{R})$$

En récrivant R_{Θ} comme composition d'une rotation R_{Λ} et d'une rotation R_{θ} de l'ellipse dans son plan, *i.e.* :

$$R_{\Theta} = R_{\Lambda} R_{\theta} = R_{\Lambda} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \\ & & \mathbb{O}_{n-2} \end{pmatrix}$$

alors la phase dynamique se réécrit encore :

$$\Phi_{\text{dyn}}(\mathbf{x}, t_0, t) = \varphi(t) - \varphi(t_0) + \int_{t_0}^t \dot{\theta}(s) \sin 2\chi(s) ds + \int_{t_0}^t \sin 2\chi(s) \langle \tilde{R}_{\Lambda(s)} \tilde{e}_1(s), \tilde{e}_2(s) \rangle ds \quad (1.26)$$

où cette fois \tilde{e}_1 (resp. \tilde{e}_2) donne la direction du demi-grand (resp. -petit) axe de l'ellipse paramétrée par χ :

$$\tilde{e}_1 = R_\theta e_1 \quad \tilde{e}_2 = R_\theta e_2$$

Démonstration

D'abord, on a la différentielle :

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{x}} &= \dot{a}e^{i\varphi}R_\Theta\mathcal{V} + ia\dot{\varphi}e^{i\varphi}R_\Theta\mathcal{V} + ae^{i\varphi}\dot{R}_\Theta\mathcal{V} + ae^{i\varphi}R_\Theta\dot{\mathcal{V}} \\ &= (\dot{a} + ia\dot{\varphi})e^{i\varphi}R_\Theta\mathcal{V} + ae^{i\varphi}(\dot{R}_\Theta\mathcal{V} + R_\Theta\dot{\mathcal{V}}) \end{aligned}$$

où le vecteur $\dot{\mathcal{V}}$ se réécrit :

$$\dot{\mathcal{V}} = \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \cos \chi \\ -i \sin \chi \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = \dot{\chi} \begin{pmatrix} -\sin \chi(t) \\ -i \cos \chi \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = i\dot{\chi} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \\ & & \mathbb{O}_{n-2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \chi \\ -i \sin \chi \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} := i\dot{\chi}J\mathcal{V}$$

On en déduit alors :

$$\begin{aligned} -\frac{\Im m \langle \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}} \rangle}{\|\mathbf{x}\|^2} &= -\frac{1}{\|\mathbf{x}\|^2} \Im m \left\langle ae^{i\varphi}R_\Theta\mathcal{V}, (\dot{a} + ia\dot{\varphi})e^{i\varphi}R_\Theta\mathcal{V} + ae^{i\varphi}(\dot{R}_\Theta\mathcal{V} + i\dot{\chi}R_\Theta J\mathcal{V}) \right\rangle \\ &= \dot{\varphi} + \Im m \langle R_\Theta\mathcal{V}, \dot{R}_\Theta\mathcal{V} \rangle + \Im m \left(i\dot{\chi} \langle R_\Theta\mathcal{V}, R_\Theta J\mathcal{V} \rangle \right) \\ &= \dot{\varphi} + \Im m \langle R_\Theta\mathcal{V}, \dot{R}_\Theta\mathcal{V} \rangle + \dot{\chi} \Re \langle \mathcal{V}, J\mathcal{V} \rangle \end{aligned}$$

On montre, avec un calcul similaire à la démonstration de la proposition 3, que le dernier terme est nul. Le deuxième terme, lui, se réécrit en fonction de la base canonique (e_i) de \mathbb{R}^n :

$$\begin{aligned} \langle R_\Theta\mathcal{V}, \dot{R}_\Theta\mathcal{V} \rangle &= \langle R_\Theta(\cos \chi e_1 - i \sin \chi e_2), \dot{R}_\Theta(\cos \chi e_1 - i \sin \chi e_2) \rangle \\ &= \cos^2 \chi \langle R_\Theta e_1, \dot{R}_\Theta e_1 \rangle + \sin^2 \chi \langle R_\Theta e_2, \dot{R}_\Theta e_2 \rangle - i \cos \chi \sin \chi (\langle R_\Theta e_1, \dot{R}_\Theta e_2 \rangle - \langle R_\Theta e_2, \dot{R}_\Theta e_1 \rangle) \end{aligned}$$

Notons à présent que comme $R_{\Theta(t)} \in \text{SO}_n(\mathbb{R})$, la différentielle \dot{R}_Θ est à valeur dans le fibré tangent $\text{TSO}_n(\mathbb{R})$. Sachant que $\text{T}_{\Theta(t)}\text{SO}_n(\mathbb{R}) = R_{\Theta(t)}\mathcal{A}_n(\mathbb{R})$, la différentielle \dot{R}_Θ s'écrit :

$$\forall t \in \mathbb{R}, \quad \dot{R}_{\Theta(t)} \in \text{T}_{\Theta(t)}\text{SO}_n(\mathbb{R}) \iff \exists \tilde{R}_{\Theta(t)} \in \mathcal{A}_n(\mathbb{R}) \mid \dot{R}_{\Theta(t)} = R_{\Theta(t)}\tilde{R}_{\Theta(t)}$$

Cela permet d'écrire :

$$\begin{aligned} -\frac{\Im m \langle \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}} \rangle}{\|\mathbf{x}\|^2} &= \dot{\varphi} + \Im m \langle R_\Theta\mathcal{V}, \dot{R}_\Theta\mathcal{V} \rangle = \dot{\varphi} - \cos \chi \sin \chi (\langle R_\Theta e_1, \dot{R}_\Theta e_2 \rangle - \langle R_\Theta e_2, \dot{R}_\Theta e_1 \rangle) \\ &= \dot{\varphi} - \frac{1}{2} \sin 2\chi (\langle e_1, \tilde{R}_\Theta e_2 \rangle - \langle {}^t \tilde{R}_\Theta e_2, e_1 \rangle) \\ &= \dot{\varphi} - \sin 2\chi \langle e_1, \tilde{R}_\Theta e_2 \rangle \\ &= \dot{\varphi} + \sin 2\chi \langle \tilde{R}_\Theta e_1, e_2 \rangle \end{aligned}$$

■

- Les quaternions ça se généralise trop mal (au dessus c'est les octinions, c'est un calvaire et ça va pas plus loin)
- Ça peut s'écrire en terme d'algèbre de Clifford (Lefevre [4])... pas dingue non plus (pb de dimension principalement)
- Les bases de $\mathbb{U}(n)$ paraît être le meilleur choix mais on a pas de "bonne base" pour de plus haute dimension.
- question : est-ce qu'on en a besoin pour la phase géométrique ? (transi vers une formulation géo diff-like ?)

III — Notes sur l’approche Géométrique

3.1 Le plan du mémoire (trop long)

I — Introduction du phénomène

- 1 — “En phase” de Pancharatnam
- 2 — Dessin de Bohm
 - cas cyclique (plus intéressant qu’adiabatique)
 - cadre quantique, on a Schrödinger (1.27)
 - Explique le dessin de Bohm *fig. 1.4*
 - Ils font un peu de géo diff [7, 1] mais nous on veut écrire ça propre
- 3 — On veut une description géo diff, on a besoin de quoi ?
 - passage en complexe
 - Espace : $\mathbb{U}(1) \times \mathbb{P}\mathbb{C}^n$
 - fibré principal
 - connexion
 - holonomie

II — Préliminaire

- 1 — Transformation en SA
- 2 — Un peu de géo diff
 - 2.1 — Variété complexe
 - 2.2 — Holonomie et Bonnet-Gauss
 - 2.3 — Fibré principaux
 - C’est super relou les transports de structure mais nous on peut éviter le problème parce que c’est un produit et la fibre EST le groupe de Lie.
 - lien avec les fibré vectoriels (avec un mot sur les deux connexions ?)
 - “universal $\mathbb{U}(1)$ principal bundle”
 - 2.4 — Connexion
 - Connexion sur fibré principal
 - Connexion sur variété/fibré tangent (Levi-Civita)
 - Lien entre les deux
 - Courbure de la connexion ?
 - 2.5 — Espace $\mathbb{P}\mathbb{C}^n$
 - “universal $\mathbb{U}(1)$ principal bundle”
 - Connexion de Fubini-Study
 - Séparation Fisher/phase géo
 - $\text{Hol} = \mathbb{U}(n)$

III — Cœur du sujet

- 1 — On pose le cadre (très rapidement)

\vdots

n — Cas des géodésiques

- $n.1$ — Invariant de Birgmann
- $n.2$ — Φ_{geo} comme 2-forme (et rien d’autre)
- $n.3$ — formule de l’air (Stokes & Birgmann)

IV — Généralisation à $\mathbb{U}(k) \times \mathbb{P}\mathbb{C}^n$?

TO DO

- Ecrire $\mathbb{U}(1) \times \mathbb{P}\mathbb{C}^{n-1}$ comme un fibré principale
- Explicité une connexion (A-A)
-

3.2 Notes sur l'approche à avoir

- Quel espace ? Pour la gauge invariance, c'est du $\mathbb{U}(1) \times X$ mais qui est X ?
 - les $\mathbf{x}\mathbf{x}^\dagger$ sont plus calculable mais isomorphe à l'espace projectif complexe $\mathbb{P}\mathbb{C}^n$, lequel des deux choisir ? (voir formalisme)
 - Y'a aussi les Grassmanniennes $G_{n,k}(\mathbb{K})$, mais $G_{n,1}(\mathbb{C}) \cong \mathbb{P}\mathbb{C}^n$
 - En somme, sûrement que $X = \mathbb{P}\mathbb{C}^n$ (à voir comment faire les changements d'espaces)
 - Ensuite, comme on a un produit(-ish), on veut un côté fibré (sûrement principale)
A ce sujet, Wikipédia dit : “ La théorie des fibrés principaux recouvre la théorie des fibrés vectoriels, de leurs orientations, de leurs structures riemanniennes, de leurs structures symplectiques, etc. ” (sounds reaaaally good)
 - Puis une métrique pour l'espace :
 - vu que c'est complexe j'y connais R
 - mettre la bonne connexion (A-A mais y'a aussi Fubini-Study)
 - si la connexion du fibré est équivalente à la connexion d'une variété, qu'est-ce qu'il se passe du côté de cette variété ? est-ce qu'on peut en déduire des choses ? (sûrement que non parce que $\mathbb{U}(1)$ est pas un e.v.)
 - Phase géo \cong transport parallèle
Réponse : holonomie
 - refs de GPT pour la connexion sur fibré :
 - Kobayashi & Nomizu - Foundations of Differential Geometry (vol. 1 & 2)
C'est la bible sur les connexions et fibrés principaux ! Chapitres sur les connexions dans les fibrés principaux et leur relation avec les connexions dans les fibrés vectoriels associés.
 - J. M. Lee - Introduction to Smooth Manifolds (Chapitre sur les connexions et les fibrés principaux).
Accessible et bien expliqué, en particulier sur le lien entre les connexions dans les fibrés vectoriels et les fibrés principaux.
 - S. Helgason - Differential Geometry, Lie Groups, and Symmetric Spaces
Approche plus avancée et lie bien la géométrie différentielle à la théorie des groupes de Lie.
- Pour la géométrie projectives complexe :
- Kobayashi, Differential Geometry of Complex Vector Bundles
Introduction aux connexions sur les fibrés vectoriels complexes, crucial pour comprendre les métriques de Fubini-Study et les structures kählériennes.
 - Huybrechts, Complex Geometry: An Introduction
Introduction aux variétés complexes et kählériennes, avec des applications aux espaces projectifs complexes.
 - Gunning, Introduction to Complex Analysis and Geometry
Bon compromis entre analyse complexe et géométrie différentielle.
 - Wells, Differential Analysis on Complex Manifolds
Bon livre pour le lien entre la géométrie différentielle et la géométrie projective
 - Ballmann, Introduction to Kähler Geometry
Très bon pour comprendre l'aspect kählérien des variétés projectives.
 - Voisin, Hodge Theory and Complex Algebraic Geometry (vol. 1 & 2)
Référence avancée, mais incontournable si tu veux plonger dans la topologie des variétés projectives complexes.
- Improbable mais on sait jamais :
 - Spin-structure ? (c'est que $\mathbb{P}\mathbb{C}^n$ + pas sûr que ça ait de l'intérêt parce que ça existe qu'en dimension impair)
 - Espace de Siegel ? (ellipse vs ellipsoïde tout ça tout ça)
 - Autour de $\mathbb{U}(n)$: Classif de $\mathbb{U}(n)$

3.3 La vision de Bohm [1, fig. 4.3]

Dans cette sous-section, ψ sera toujours supposée pseudo-cyclique :

DÉFINITION 10 — Un signal ψ sera dit *cyclique* si à l'instant t , ψ reprend les mêmes valeurs qu'en t_0 :

$$\psi(t) = \psi(t_0)$$

Et ψ sera dit *pseudo-cyclique* s'il est cyclique à une transformation de gauge près :

$$\exists \theta : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R} \mid \psi(t) = e^{i\theta(t)}\psi(t_0) \text{ et } \theta(t_0) = 0$$

On note \mathcal{C} le trajet effectué par ψ et \mathfrak{C} le projeté de ce trajet sur la base $\mathbb{P}\mathbb{C}^n$. On note également $\tilde{\mathcal{C}}$ (resp. \mathcal{C}_c) le lift horizontal (resp. un lift cyclique) de \mathfrak{C} , et on lui associe la paramétrisation $\tilde{\psi}$ (resp. ϕ). En clair :

$$\begin{aligned} \mathcal{C} &= \{ \psi(t) \in \mathbb{C}^n \mid t \in \mathbb{R} \} \\ \mathfrak{C} &= \{ \psi(t)\psi(t)^\dagger \in \mathbb{P}\mathbb{C}^n \mid t \in \mathbb{R} \} \\ \tilde{\mathcal{C}} &= \{ \tilde{\psi}(t) \in \mathbb{C}^n \mid t \in \mathbb{R} \} & \tilde{\psi} \text{ horizontal lift} \\ \mathcal{C}_c &= \{ \phi(t) \in \mathbb{C}^n \mid t \in \mathbb{R} \} & \phi \text{ cyclique} \end{aligned}$$

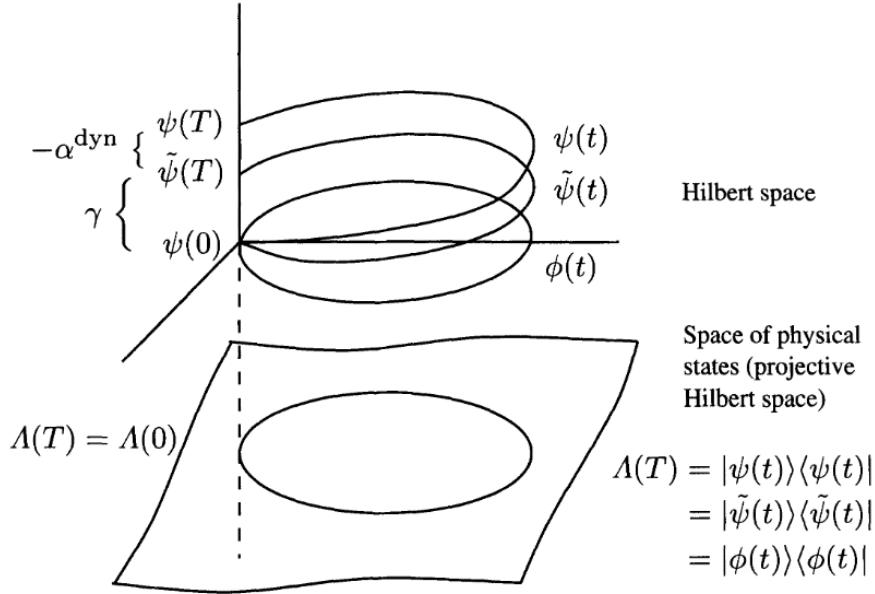


fig. 1.4 — Schéma de Bohm [1] sur les trois phases

Quand on dit que $\tilde{\psi}$ est l'*horizontal lift*, on sous entend que le fibré est muni d'une connexion. Suivant l'approche quantique, elle est de la forme :

$$\forall \eta \in \Gamma(\mathcal{M}), \quad \mathcal{A} := \int_{\gamma} \langle \eta, h(\eta) \rangle$$

où h est l'Hamiltonien de l'équation de Schrödinger (dont ψ est supposé solution) :

$$i \frac{d}{dt} \psi(t) = h(\psi(t)) \quad (1.27)$$

Mais on a le choix de h . En particulier, si on veut pas de contrainte, on peut toujours poser :

$$h = i \frac{d}{dt}$$

Est-ce qu'on a le droit ? (je vois pas pourquoi on pourrait pas) Et si on le fait, qu'est-ce que ça dit du point de vue mécha Hamiltonienne ? (*a priori* rien vue l'EDP)
Aussi, du pvd calculatoire / de la phase g, qu'est-ce qu'il se passe ? Typiquement, est-ce que y'a $\tilde{\psi}$ devient un ϕ ?

Aussi, chose remarquable, le fait que la phase géométrique soit invariante par gauge transfo réapparaît dans le fait que ϕ ne soit pas définie à gauge tranfo près (sauf au bord). Par contre c'est étrange que

3.4 La vision Mukunda & Simon [7, 8]

- Mukunda & Simon[7, p. 10] partent des matrices de corrélation $\rho = \psi\psi^\dagger$ vérifiant (cas normé, p.50 pour le cas générale) :

$$\rho = \rho^\dagger \geq 0 \qquad \rho^2 = \rho \qquad \text{tr}(\rho) = 1 (= \|\rho\|^2)$$

et pose l'Hamiltonien (resp. l'énergie kiné) :

$$H = i(\dot{\psi}\psi^\dagger - \psi\dot{\psi}^\dagger - \langle \dot{\psi}, \dot{\psi} \rangle) \qquad \text{resp. } K = \frac{d}{dt}(\psi\psi^\dagger) = \dot{\rho}$$

qui donne :

$$\frac{d}{dt}\psi = -iH\psi = (K + \langle \dot{\psi}, \dot{\psi} \rangle)\psi$$

K est "mieux" dans le sens où il est invariant par gauge-t. Aussi, comme c'est une dérivée d'une hermitienne elle est... hermitienne ? (mmmh).

Anyway, on peut poser avec la bonne gauge :

$$\frac{d}{dt}\tilde{\psi} = K\tilde{\psi}$$

- Voir page 20 pour passer de Φ_{geo} au Birgmann invar
- La phase totale $\Phi_{\text{tot}}(\psi, t_0, t)$ est la phase dyn de la géodésique reliant $\psi(t)$ à $\psi(t_0)$ (ça commute ? surement pas)
En somme, la phase totale est complètement indépendante du chemin ψ , ce qui est rassurant puisque c'est ce qu'on attend la phase totale : qu'elle ne compare que les états $\psi(t_0)$ et $\psi(t)$.
- L'invariant de Birgmann à des propriétés sommatoires similaires à un calcul de volume... transition parfaite vers la formule de Stokes !!!
- SUPER IMPORTANT : [7, (8.6),p.51] pour l'originie/choix de Φ_{geo} !

PARTIE II

PRÉREQUIS MATHÉMATIQUE

I — Variété fibrée principale

DÉFINITION 11 (FIBRÉ PRINCIPAUX LOCALEMENT TRIVIAUX) — Soit P et B deux variétés différentielles et (G, \times) un groupe de Lie. On dit que les trois forment une *variété fibrée principale* (VFP, ou plus simplement *fibré principal*) s'ils vérifient les propriétés suivantes :

- Le groupe de Lie G opère différentiellement à droite (ou gauche) sur P via une application notée :

$$\phi : \begin{array}{ccc} P \times G & \longrightarrow & P \\ (p, g) & \longmapsto & \phi(p, g) := pg \end{array}$$

- Il existe une surjection différentiable $\pi : P \longrightarrow B$ telle que :

$$\forall p \in P, \quad \pi^{-1}(\pi(p)) = pG$$

- En tout point $x_0 \in B$ il existe un voisinage $U \subset B$ de x_0 et un difféomorphisme $h : G \times U \longrightarrow \pi^{-1}(U) \subset P$ telle que :

$$\forall g, h \in G, \forall x \in B, \quad h(gh, x) = h(g, x)h \quad \text{et} \quad \pi \circ h(g, x) = x$$

On dit alors que B est la *base* de la VFP, que G est son *groupe structural* et xP/G est la *fibres* de P en $x \in B$. Une telle variété est notée $P(\phi, G, \pi, B)$ ou plus simplement $P(G, B)$.

On pose $P = \mathbb{C}^n$ et $G = \mathbb{U}(1)$ avec l'action à gauche évidente. On pose ensuite B définie par :

$$B = \left\{ \rho \in \mathcal{M}_n(\mathbb{C}) \mid \begin{array}{ll} \rho = \rho^\dagger & \rho \geq 0 \\ \rho^2 = \rho \operatorname{tr} \rho & \operatorname{tr} \rho > 0 \end{array} \right\}$$

Avec la surjection : $\pi : \begin{array}{ccc} \mathbb{C}^n \setminus \{0\} & \longrightarrow & B \\ \psi & \longmapsto & \psi\psi^\dagger \quad (\text{ou } \overline{\psi}^t \psi) \end{array}$

L'application h , elle associe un ψ tel que $\rho = \psi\psi^\dagger$ (il n'est pas unique dans P mais dans on est sûr de son existence $\pi^{-1}(U)$). Le difficulté ça va être de s'assurer que h est différentiable (*i.e.* choisir le bon ψ pour qu'elle le soit)

B peut lui-même être munie d'une opération à gauche (librement, transitivement, blabla) via l'application :

$$\phi_B : \begin{array}{ccc} B \times \mathbb{U}(n) & \longrightarrow & B \\ (\rho, \eta) & \longmapsto & \eta\rho\eta^\dagger \end{array}$$

Je ne sais pas à quoi ça peut servir mais dans le doute je note.

PARTIE III

BROUILLON

I — Intuition sur les fondamentaux

1.1 Réflexion autour du produit hermitien

Soit $x, y \in \mathbb{C}^n$ des vecteurs complexes et $X, Y \in \mathbb{R}^{2 \times n}$ leur versions réelles. On note x^j sa j^{eme} composante complexe et x_1 (resp. x_2) le vecteur composé de ses parties réelles (resp. imaginaires) :

$$x = (x^j)_j = x_1 + ix_2 = (x_1^j)_j + i(x_2^j)_j$$

On a deux façon d'écrire le produit hermitien (canonique) de x avec y .

La première :

$$\begin{aligned} \langle x, y \rangle &= \langle x_1 + ix_2, y_1 + iy_2 \rangle = \langle x_1, y_1 \rangle - i\langle x_1, y_2 \rangle + i\langle x_2, y_1 \rangle + \langle x_2, y_2 \rangle \\ &= \langle x_1, y_1 \rangle + \langle x_2, y_2 \rangle + i(\langle x_2, y_1 \rangle - \langle x_1, y_2 \rangle) \\ &= \sum_j x_1^j y_1^j + x_2^j y_2^j + i \left(\sum_j x_2^j y_1^j - x_1^j y_2^j \right) \\ &= \left\langle \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} \right\rangle + i \left\langle \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -y_2 \\ y_1 \end{pmatrix} \right\rangle \\ &= \langle X, Y \rangle + i \left\langle X, \begin{pmatrix} 0 & -I_n \\ I_n & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} \right\rangle \\ &= \langle X, Y \rangle - i \left\langle X, \begin{pmatrix} 0 & I_n \\ -I_n & 0 \end{pmatrix} Y \right\rangle \end{aligned}$$

Cette formule peut s'interpréter en disant que le produit hermitien encode le produit scalaire entre X et Y et le produit scalaire de X avec les vecteurs $y^j = (y_1^j, y_2^j)$ auquel on aurait appliqué une rotation de 90° (rotation qui, par ailleurs, correspond à la multiplication par i dans le plan complexe). Moralement, $\langle x, y \rangle = 0$ demande une orthogonalité de X à un plan, ce qui fait sens puisque cela tient compte du fait que les x^j, y^j sont complexes (donc de dimension 2 en tant que \mathbb{R} -e.v.).

Pour les connaisseurs, on retrouve l'égalité "produit hermitien = produit scalaire $-i$ forme symplectique" !! Voir [plan proj complexe](#) et [variété kählérienne](#)

On a aussi l'écriture (quand-même moins clair) :

$$\begin{aligned} \langle x, y \rangle &= \langle x_1, y_1 \rangle + \langle x_2, y_2 \rangle + i(\langle x_2, y_1 \rangle - \langle x_1, y_2 \rangle) \\ &= \sum_j x_1^j y_1^j + x_2^j y_2^j + i \sum_j (x_2^j y_1^j - x_1^j y_2^j) \\ &= \sum_j \langle X^j, Y^j \rangle - i \sum_j \det(X^j, Y^j) \end{aligned}$$

Cette formule dit que les parties réelles et imaginaires du produit $\langle x, y \rangle$ encodent respectivement “l’orthogonalité moyenne” et la “linéarité moyenne” entre les familles de vecteurs $X^j \in \mathbb{R}^2$ et $Y^j \in \mathbb{R}^2$. L’orthogonalité d’une part parce que le produit scalaire s’annule en cas d’orthogonalité (no shit), la linéarité d’autre part car le déterminant s’annule en cas de colinéarité et moyenne car se sont des sommes sur j . **$\langle x, y \rangle = 0$ ne dit pas que les vecteurs sont à la fois colinéaire et orthogonaux parce que ce sont des valeurs moyennes (i.e. annuler une somme ne veut pas dire que chacun des termes sont nuls).**

Si maintenant on s’intéresse au cas $y = x$, on a $\forall h \in \mathbb{C}^n$:

$$\begin{aligned}\langle x + h, x + h \rangle &= \langle x, x \rangle + \langle x, h \rangle + \langle h, x \rangle + \langle h, h \rangle = \langle x, x \rangle + \langle x, h \rangle + \overline{\langle x, h \rangle} + \langle h, h \rangle \\ &= \langle x, x \rangle + 2\Re \langle x, h \rangle + \langle h, h \rangle\end{aligned}$$

Donc si $x \in \mathbb{C}^n$ est fonction d’un paramètre t , l’égalité $\langle x, \dot{x} \rangle = \frac{1}{2} \partial_t \langle x, x \rangle$ du cas réel devient :

$$\langle x | \dot{x} \rangle = \frac{1}{2} \partial_t \langle x | x \rangle + i \left\langle X \left| \begin{pmatrix} 0 & -I_n \\ I_n & 0 \end{pmatrix} \dot{X} \right. \right\rangle \quad (3.1)$$

En particulier, quand bien-même x serait de norme constante, on aurait toujours un degré de liberté pour $\langle x, \dot{x} \rangle$:

$$\|x\| = c \implies \langle x, \dot{x} \rangle = i \left\langle X, \begin{pmatrix} 0 & -I_n \\ I_n & 0 \end{pmatrix} \dot{X} \right\rangle$$

II — Description des signaux multivariés

2.1 Cas bivarié et trivarié

2.1.1 Bivarié

- Avec la transformation :

$$\mathbf{x} \rightsquigarrow (e^{i\phi}, \mathbf{x}\mathbf{x}^\dagger) \in \mathbb{U}(1) \times \text{PC}^1 - ish$$

On a :

$$\mathbf{x}\mathbf{x}^\dagger = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 S_i(t) \sigma_i \quad \begin{cases} S_0(t) = {}^t \mathbf{x} \overline{\mathbf{x}} = \|\mathbf{x}\|^2 \\ S_1(t) = S_0(t) \cos 2\chi(t) \cos 2\theta(t) \\ S_2(t) = S_0(t) \cos 2\chi(t) \sin 2\theta(t) \\ S_3(t) = S_0(t) \sin 2\chi(t) \end{cases}$$

- En version quaternion (j fait office de i) [4] :

$$\mathbf{x}_+ = a(t) e^{i\theta} e^{-\mathbf{k}\chi} e^{j\phi} \quad (3.2)$$

Et les Stokes parameters sont donnée par :

$$\mathbf{x}_+ j \overline{\mathbf{x}_+} = S_0 + \mathbf{i} S_3 + j S_1 + \mathbf{k} S_2$$

Et le lien avec les σ_i se fait via (mais du coup les notations colles par :/) :

$$(\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) \rightsquigarrow (1, \mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$$

- Et en version matrice de Pauli :

$$\mathbf{x}_+ = a(t) e^{i\phi} e^{i\theta \sigma_2} e^{-i\chi \sigma_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Plus de détail :

On a un signal bivarié $\mathbf{x}(t) = (x(t), y(t))$ qu'on transforme (voir sous-section 1.2.1) soit la forme :

$$\mathbf{x}_+(t) = \begin{pmatrix} x_+(t) \\ y_+(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x(t)e^{i\phi_x(t)} \\ a_y(t)e^{i\phi_y(t)} \end{pmatrix} \in \mathbb{C}^2$$

À côté de ça, on a les ellipses modulées :

$$z(t) = e^{i\theta} (a(t) \cos \phi(t) + ib(t) \sin \phi(t)) = a(t)e^{i\theta} (\sin \chi(t) \cos \phi(t) + i \sin \chi(t) \sin \phi(t)) \in \mathbb{C}$$

Qui sous forme vectoriel se réécrit (**pourquoi ???**) :

$$z(t) = e^{i\phi(t)} R_{\theta(t)} \begin{pmatrix} a(t) \\ -ib(t) \end{pmatrix} = a(t)e^{i\phi(t)} R_{\theta(t)} \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \end{pmatrix} \in \mathbb{C}^2, \quad R_{\theta} \in \text{SO}_2(\mathbb{R}) \quad (3.4)$$

Pour avoir la désinscription de \mathbf{x} en terme d'ellipse, il suffit donc de poser ⁶ :

$$\mathbf{x}_+(t) = z(t) \iff \begin{pmatrix} a_x(t)e^{i\phi_x(t)} \\ a_y(t)e^{i\phi_y(t)} \end{pmatrix} = A(t)e^{i\phi} R_{\theta(t)} \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \end{pmatrix}$$

Ensuite, on pose :

$$\begin{pmatrix} z_+ \\ z_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_+ e^{i\phi_+} \\ a_- e^{i\phi_-} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} x_+ + iy_+ \\ x_+ - iy_+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_+ \\ y_+ \end{pmatrix}$$

Et on a :

$$\begin{aligned} 2\phi &= \phi_+ + \phi_- & a &= A \cos \chi = a_+ + a_- \\ 2\theta &= \phi_+ - \phi_- & b &= A \sin \chi = a_+ - a_- \end{aligned}$$

et on en déduit :

$$A = \sqrt{(a_+ + a_-)^2 + (a_+ - a_-)^2} \quad \begin{aligned} \cos \chi &= \frac{a_+ + a_-}{\sqrt{(a_+ + a_-)^2 + (a_+ - a_-)^2}} \\ \sin \chi &= \frac{a_+ - a_-}{\sqrt{(a_+ + a_-)^2 + (a_+ - a_-)^2}} \end{aligned}$$

Ce qui donne *in fine* (super osef) :

$$\begin{pmatrix} x_+ \\ y_+ \end{pmatrix} = e^{i\frac{\phi_+ + \phi_-}{2}} R_{\frac{\phi_+ - \phi_-}{2}} \begin{pmatrix} a_+ + a_- \\ -i(a_+ - a_-) \end{pmatrix}$$

L'équation (1.20) ce généralise très bien, il suffit d'augmenter la taille de $R_{\theta} \in \text{SO}_n(\mathbb{R})$ et de lui donner le vecteur étendu ⁷ :

$$z_x(t) = \begin{pmatrix} x_{1+}(t) \\ \vdots \\ x_{n+}(t) \end{pmatrix} = e^{i\phi} R_{\theta(t)} \begin{pmatrix} a(t) \\ -ib(t) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = A(t)e^{i\phi} R_{\theta(t)} \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

⁶C'est la version analytique du la version vectorielle de l'ellipse !

⁷Sachant que le vecteur contenant a et b est principalement nul, on peut réécrire le produit ne considérant que les deux premières colonnes de R_{θ} .

Maintenant, la question est de savoir comment généraliser la transformation en (z_+, z_-) pour obtenir les paramètres $(A, \phi, R_\theta, \chi)$ dans ce cas...
 Pour généraliser le procédé, on peut noter que :

$$\begin{pmatrix} z_+ \\ z_- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_+ \\ y_+ \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} U \begin{pmatrix} x_+ \\ y_+ \end{pmatrix} \quad \text{avec } U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \in \mathbb{U}(2)$$

Ce qui ramène à se demander comment généraliser U à $\mathbb{U}(n)$. Le problème est que U est indépendant de tout les paramètres $(A, \phi, R_\theta, \chi)$ et sa généralisation est vraiment pas évidente sachant qu'on que le formule avec $n = 2...$ et pour $n = 3$ ca devient déjà chaud (pour rappelle $\dim \text{SO}_n(\mathbb{R}) = \frac{n(n-1)}{2}$ et donc $\theta \in \mathbb{R}^n$, ce qui rend le problème de pire en pire à mesure qu'on augmente n).

2.1.2 Trivarié

- Version de Lilly [5]

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_+(t) &= e^{i\phi(t)} R_1(\alpha(t)) R_3(\beta(t)) R_1(\theta(t)) \begin{pmatrix} a(t) \\ -ib(t) \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= a(t) e^{i\phi(t)} R_1(\alpha(t)) R_3(\beta(t)) R_1(\theta(t)) \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\text{avec :} \quad R_1(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad R_3(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Donc une amplitude / phase instantanée A / ϕ et une polarisation instantanée d'ellipse paramétrée par χ et orientée par la rotation $R_1 R_3 R_1$.

- On note d'abord que (Lefevre [4]) :

$$\begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \chi(t) & i \sin \chi(t) & 0 \\ -i \sin \chi(t) & \cos \chi(t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Ce qui, en terme de matrice de Gall-man (λ_i) (généralisation de la base de Pauli à $\mathbb{U}(3)$), devient :

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_+(t) &= a(t) e^{i\phi(t)} R_1(\alpha(t)) R_3(\beta(t)) R_1(\theta(t)) \begin{pmatrix} \cos \chi(t) \\ -i \sin \chi(t) \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= a(t) e^{i\phi(t)} e^{i\alpha\lambda_7} e^{i\beta\lambda_3} e^{i\theta\lambda_7} e^{-i\chi\lambda_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

2.2 VRAC

DÉFINITION 12 (FOURIER DE SIGNAL MULTIVARIÉ) — La transformée de Fourier “faible” d'un signal multivarié est définie comme la transformée de Fourier composante par composante du signal :

$$\mathcal{F}[\mathbf{x}] = \left(\mathcal{F}[x_i] \right)_{1 \leq i \leq n}$$

En posant (suivant les notations ci-dessus) $a = \|(a_i)_{1 \leq i \leq n}\|_2$, \mathbf{x} s'écrit :

$$\mathbf{x}(t) = e^{i\varphi(t)} \begin{pmatrix} a_1(t)e^{i\varphi_1(t)} \\ a_2(t)e^{i\varphi_2(t)} \\ \vdots \\ a_n(t)e^{i\varphi_n(t)} \end{pmatrix} = a(t)e^{i\varphi(t)} \begin{pmatrix} \alpha_1(t)e^{i\varphi_1(t)} \\ \alpha_2(t)e^{i\varphi_2(t)} \\ \vdots \\ \alpha_n(t)e^{i\varphi_n(t)} \end{pmatrix}$$

avec $\alpha = (\alpha_i)_{1 \leq i \leq n} \in \mathbb{S}^{n-1}$. α est donc définie à une rotation près et en notant cette rotation R_Θ , ψ s'écrit encore :

$$\begin{aligned} \mathbf{x}(t) &= a(t)e^{i\varphi(t)} \begin{pmatrix} e^{i\varphi_1(t)} & & & \\ & e^{i\varphi_2(t)} & & \\ & & \ddots & \\ & & & e^{i\varphi_n(t)} \end{pmatrix} R_\Theta \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad R_\Theta \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = \alpha \\ &= a(t)e^{i\varphi(t)} e^{i\text{Diag}(\varphi_i(t))} R_\Theta \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = a(t)e^{i\varphi(t)} \text{Diag}(e^{i\varphi_i(t)}) R_\Theta \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

- Faudra parler des propriétés des signaux multiva un peu, genre la différence pour fourier des images et des multivarées ($\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ vs $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$)
- + quelques propriétés pour les cas SA, y'a moyen que ca soit pas inintéressant

2.3 Mon blabla

PROPOSITION 5 — Les signaux bivariés se décrivent très simplement à l'aide des quaternions. En considérant $\{1, \mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}\}$ la base canonique des quaternions \mathbb{H} , on peut voir ψ comme étant à valeur dans $\mathbb{C}_{\mathbf{j}}^n$ ($\mathbb{C}_{\mathbf{j}} := \mathbb{R} \times \mathbf{j}\mathbb{R}$), de sorte que :

$$\forall \psi \in L^2(\mathbb{R}, \mathbb{H}), \exists a, \theta, \chi, \varphi \in \mathcal{C}(\mathbb{R}) \mid \psi(t) = a(t)e^{i\theta(t)}e^{-\mathbf{k}\chi(t)}e^{\mathbf{j}\varphi(t)}$$

Sous cette forme, les paramètres a et φ s'interprètent respectivement comme l'amplitude et la phase instantanée du signal. Les deux paramètres restant contrôle l'ellipticité (χ) et l'orientation (θ) de l'ellipse de polarisation instantanée. C'est-à-dire l'ellipse que suit la signal à l'instant t .

Dit autrement, à tout instant t , $\psi(t)$ est vu comme une point d'une ellipse dont la taille est caractériser par $a(t)$, l'ellipticité par $\chi(t)$ et l'orientation par $\theta(t)$. $\phi(t)$ permet lui de situer $\varphi(t)$ sur cette ellipse.

Le problème de cette représentation est qu'elle se généralise mal aux signaux plus que 2-variés et, à notre connaissance, il n'existe pas d'extensions des quaternions à de plus haute dimension. voir propositions 6 et 7, équations (3.7), (3.8) et (3.9)

Il est évident que cette représentation est présent bien plus de paramètre que nécessaire, puisse que deux devrait suffire. Pour autant, elle permet de mieux **je sais quoi mais c'est sur qu'il y'a une raison**. Si cette représentation se généralise mal parce qu'elle demanderait d'avoir une extension de \mathbb{H} , sont interprétations graphique, elle, se généralise très bien. Par exemple, en dimension 3, alors l'ellipse devient une ellipsoïde. L'amplitude reste de dimension 1 parce qu'elle ne fait que contrôler la taille de cet ellipsoïde, mais les autres paramètres eux doivent être de dimension 2. L'ellipsoïde à besoin de deux angles pour être orienté, possède deux degrés d'ellipticité et ces points sont déterminés par deux angles.

PROPOSITION 6 — Plus généralement, tout signal multivarié ψ est (devrait être) caractérisé par

quatre paramètres (donc $1 + (n-1)(\frac{n}{2} - 2)$ scalaires) :

$$a \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^+) \quad \theta \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, [-\pi/2, \pi/2]^{\frac{n(n-1)}{2}}) \quad \chi \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, [-\pi/4, \pi/4]^{n-1}) \quad \varphi \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, [-\pi, \pi]^{n-1})$$

À bien y réfléchir, décrire un ellipsoïde dans l'espace, c'est exactement de que font les matrices symétriques définies positives. Donc on pourrait tout à fait remplacer les informations (a, θ, χ) par une matrice symétrique positive de dimension n . Il ne resterait alors plus que φ qui, de toute façon ne devrait pas trop être lié aux autres paramètres.

Enfin, sûrement que si parce que y'a un monde pour $\varphi = 0_{\mathbb{R}}^n$ et c'est le reste des paramètres qui fait le travail. Mais clairement c'est pas intéressant comme description. L'idée serait plutôt décrire le signal ψ en minimisant les variations de (a, θ, χ) . Ça appelle clairement à chercher que dans l'espace de Siegel mais pas seulement, parce que c'est pas juste des chemins chez Siegel qui nous intéresse.

Ou alors c'est le jeu de gauge qui fait qu'on tue φ ? auquel cas tout les jours Siegel.

BTW, les quaternions c'est fait pour décrire les rotations et c'est (quasiment) ce qu'on fait avec, donc aller chercher dans un espace de matrices pour généraliser le principe c'est pas déconnant. D'ailleurs, vu que c'est pas exactement ce qu'on fait avec, dans quelle mesure c'est pas le cas et est-ce qu'on exploite vraiment la structure des quaternions ?

PROPOSITION 7 — Autre approche : un signal multivarié étant moralement un chemin de \mathbb{R}^n , son graphe est une variété (plongée) de dimension 1. Sachant cela, si en chaque instant on veut définir l'ellipsoïde sur laquelle elle repose à un instant t , il est moralement que cette ellipsoïde soit en fait une ellipse puisque c'est elle-même une variété de dimension 1.

Partant de là, on aurait toujours a , χ et ϕ pour la décrire et seulement θ gagnerait en dimension pour pouvoir orienter l'ellipse dans les n axes. ψ serait alors la données de $3 + \frac{n(n-1)}{2}$ paramètres :

$$a \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^+) \quad \theta \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, [-\pi, \pi]^{\frac{n(n-1)}{2}}) \quad \chi \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, [-\pi/4, \pi/4]) \quad \varphi \in \mathcal{C}(\mathbb{R}, [-\pi, \pi])$$

On aurait beaucoup moins de paramètre et c'est quand-même bien. En même temps ça paraît plus contraignant comme modèle. Pour comparer les deux, il faudrait voir comment les deux se décomposent dans le cas d'un signal qui ne varierait sur une ellipsoïde fixe. *i.e.* dans un cas où θ, χ de la proposition 6 varie pas alors que ceux de la proposition 7 si.

III — Vrac

3.1 Random stuff ready pour rédac (+labeled)

DÉFINITION 13 (SIGNAL MULTIVARIÉ) — Un *signal multivarié*, ou *n-varié*, est un vecteur composé de $n \in \mathbb{N}^*$ signaux x_i . Si $n = 2$, alors on parle de signal *bivarié*.

Dans la continuité de ce qui a été dit dans la sous-section 1.2.1, dans le cas des signaux réels, on s'intéressera au vecteur composé des transformées en SA (eq. 1.11, déf. 6) des x_i . **Au moins dans toute cette section**, un tel signal sera noté :

$$\begin{aligned} \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{C}^n \\ x_+(t) : t &\longmapsto \begin{pmatrix} \mathcal{A}[x_1] \\ \mathcal{A}[x_2] \\ \vdots \\ \mathcal{A}[x_n] \end{pmatrix} \end{aligned}$$

On supposera que chaque composante x_i de \mathbf{x} aura autant de régularité et de condition d'intégrabilité que nécessaire (**il vaudra préciser lesquelles à un moment**).

DÉFINITION 14 — Ainsi, il reste tout un degré de liberté au produit $\langle x, \dot{x} \rangle$ même si $x \in \mathbb{S}^{2n}$. En intégrant ce degré de liberté supplémentaire, c'est-à-dire en tenant compte de son évolution sur la période $[t_0, t]$, l'on obtient ce qui est appelé la *phase dynamique* :

$$\Phi_{\text{dyn}} := \Phi_{\text{dyn}}(t_0, t) = \int_{t_0}^t \Im m \langle \psi(s) | \dot{\psi}(s) \rangle ds$$

Elle dynamique en cela qu'elle est propre au variation de ψ et qu'elle considère tout l'évolution de ψ : ça dynamique.

DÉFINITION 15 (CONNEXION DE BERRY) — On appelle *connexion de Berry* le champ de forme linéaire :

$$\forall \psi \in \mathcal{M}, \quad A_\psi : \begin{array}{ccc} T_\psi \mathcal{M} & \longrightarrow & \mathbb{R} \\ \phi & \longmapsto & \Im m \langle \psi(s) | \phi(s) \rangle \end{array} \quad (3.6)$$

Elle a rien d'une connexion par contre :/

3.2 Bilan des formules

- Les phases de ψ entre les instants t_0 et t :

$$\Phi_{\text{tot}}(\psi, t_0, t) := \arg \langle \psi(t_0) | \psi(t) \rangle = \arctan \left(- \frac{\langle \psi(t_0), \omega \psi(t) \rangle}{\langle \psi(t_0), \psi(t) \rangle} \right) \quad (3.7)$$

$$\Phi_{\text{dyn}}(\psi, t_0, t) := \Im m \int_{t_0}^t \langle \psi(s) | \dot{\psi}(s) \rangle ds \quad (3.8)$$

$$\Phi_{\text{geo}}(\psi, t_0, t) := \Phi_{\text{tot}}(\psi, t_0, t) - \Phi_{\text{dyn}}(\psi, t_0, t) \quad (3.9)$$

- (conservative) Équation Schrödinger et de Liouville-von Neumann ($h(R)$: Hamiltonien des paramètres R , W : opérateurs statistique) [1, p.6] :

$$i \frac{d\psi(t)}{dt} = h(R)\psi(t) \quad (3.10)$$

$$i \frac{dW(t)}{dt} = [h(R), W(t)] \quad [\cdot, \cdot] = \text{commutateur ?} \quad (3.11)$$

- Moment angulaire (viteuf) $\forall z \in \mathbb{C}$:

$$M(t) = \Re e (i z \bar{z}') = -\Im m z \bar{z}' \quad \text{thoughts ?} \quad (3.12)$$

3.3 Thoughts

- Si la phase géo est la phase dyn - phase tot et est invariante as gauge t, est-ce que la phase tot correspond à la phase (dyn) entre t_0 et t suivant la géodesique ?
- La “Berry connection” c'est une vraie connexion ? elle est où la covariance alors ?

- “horizontal lift” : pourquoi horizontal ? en quel sens ? (parce que fibré)
- Fréquence de Rubi
- Matrice/base de Pauli et généralisation, groupe $SU(n)$ (un peu de quantique ?)
- Monopole de Dirac + lien avec la phase géo (un peu d'électro-magnétisme ?)
- Invariant de Bargmann + série de Dyson

TABLE DES FIGURES

1.4 Schéma de Bohm [1] sur les trois phases	20
---	----

TABLE DES CODES

RÉFÉRENCES

- [1] A. BOHM, A. MOSTAFAZADEH, H. KOIZUMI, Q. NIU, AND J. ZWANZIGER, *The Geometric Phase in Quantum Systems*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [2] C. CANO, *Mathematical tools and signal processing algorithms for the study of gravitational waves polarization*, phdthesis, Université Grenoble Alpes [2020-....], Oct. 2022.
- [3] L. COHEN, *Time frequency analysis*, Prentice Hall signal processing series, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1995.
- [4] J. LEFEVRE, *Polarization analysis and optimization geometry*, phdthesis, Université Grenoble Alpes [2020-....] ; University of Melbourne, Dec. 2021.
- [5] J. M. LILLY, *Modulated Oscillations in Three Dimensions*, IEEE Transactions on Signal Processing, 59 (2011), pp. 5930–5943.
- [6] J. M. LILLY AND S. C. OLHEDE, *Analysis of Modulated Multivariate Oscillations*, IEEE Transactions on Signal Processing, 60 (2012), pp. 600–612.
- [7] N. MUKUNDA AND R. SIMON, *Quantum Kinematic Approach to the Geometric Phase. I. General Formalism*, Annals of Physics, 228 (1993), pp. 205–268.
- [8] ———, *Quantum Kinematic Approach to the Geometric Phase. II. The Case of Unitary Group Representations*, Annals of Physics, 228 (1993), pp. 269–340.
- [9] S. WANG, *Simple proofs of the Bedrosian equality for the Hilbert transform*, Science in China Series A: Mathematics, 52 (2009), pp. 507–510.