

RECHERCHE COOPÉRATIVE SUR PROGRAMME N° 25

RAYMOND STORA

Le programme linéaire dans l'espace des impulsions

Les rencontres physiciens-mathématiciens de Strasbourg - RCP25, 1969, tome 8
« Réédition des conférences les plus demandées contenues dans les volumes épuisés », ,
exp. n° 5, p. 1-20

http://www.numdam.org/item?id=RCP25_1969__8__A5_0

© Université Louis Pasteur (Strasbourg), 1969, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la série « Recherche Coopérative sur Programme n° 25 » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

Décembre 1965

SPT/DOC/R.S. 6

LE PROGRAMME LINEAIRE DANS L'ESPACE
DES IMPULSIONS.

par

Raymond STORA

Service de Physique Théorique
C.E.N. Saclay - Boite Postale n°2
91 - GIF-sur-YVETTE - FRANCE - *

La situation décrite par Bros se résume comme suit

Champs $A(x)$		Distributions de Wightman
Satisfaisant aux axiomes	\Leftrightarrow	\mathcal{W}_P satisfaisant aux
de Wightman		conditions \mathcal{W}

Distributions retardées
 $\leftarrow\rightarrow$ généralisées satisfaisant
aux conditions R.

Quelques commentaires sur la faiblesse actuelle de $\leftarrow\rightarrow$
seront faits plus bas, mais on a bon espoir que $\leftarrow\rightarrow$ de-
vienne \Leftrightarrow dans un temps fini.

LES CONDITIONS R

Pour tout $n > 0$ on considère l'espace $\mathbb{R}^{4n} \subset \mathbb{R}^{4(n+1)}$ des
vecteurs $P = (p_0, \dots, p_n)$ dont chaque composante p_i est un
vecteur de \mathbb{R}^4 , satisfaisant $\sum_{i=0}^n p_i = 0$. Les carrés de
quadrivecteurs dans \mathbb{R}^4 seront des carrés de Minkowsky :

On considère aussi $\mathbb{R}^n \subset \mathbb{R}^{n+1}$, espace des vecteurs $S = (s_1, \dots, s_n)$, $s_i \in \mathbb{R}^1$, $\sum_{i=1}^n s_i = 0$.

On dénotera par I tout sous ensemble d'indices pris parmi $(0, \dots, n)$.

On trace dans l'espace des S l'ensemble des plans d'équations

$$s_I = \sum_{i \in I} s_i = 0$$

On appellera γ_α tout ouvert de l'espace des S , dont la frontière appartient à des plans $s_I = 0$, à l'intérieur duquel tous les s_I ont un signe déterminé. Les γ_α sont des cônes polyédraux dont les arêtes unidimensionnelles sont de la forme

$$s = \lambda \sigma, \quad \lambda \geq 0 \quad \sigma \in \{S\}.$$

(R 1) A tout γ_α est associée une distribution tempérée

$\tilde{\rho}_\alpha(p_0, \dots, p_n) = \delta(\sum_{i=0}^n p_i) \tilde{\rho}_\alpha(P)$; $\tilde{\rho}_\alpha$ est la valeur au bord sur les réels d'une fonction holomorphe - que nous dénoterons encore $\tilde{\rho}_\alpha$ - dans le tube convexe \mathcal{V}_α à base imaginaire $\text{Im } P \in \mathcal{V}_\alpha$

$$\mathcal{V}_\alpha = \left\{ P \mid P = \sum_{\substack{\sigma \text{ arête} \\ \text{de } \gamma_\alpha}} \mu_\lambda \sigma^\lambda; \mu_\lambda < V^+ \right\} :$$

$$\tilde{\rho}_\alpha(P) = \lim_{\substack{K \rightarrow 0 \\ K \in \mathcal{V}_\alpha}} \tilde{\rho}_\alpha(P + iK)$$

(R'1) $\tilde{\rho}_\alpha(P)$ est la transformée de Fourier d'une distribution tempérée $\rho_\alpha(x)$ dont le support est le dual de \mathcal{V}_α .

(R2) Si γ_a et γ_b ont une frontière commune de dimension $n-1$, d'équation $\mathcal{S}_I = 0$, alors, leurs valeurs au bord sur les réels aussi bien que sur les complexes, où $Im p_I = 0$ coïncident lorsque $(Re p_I)^2 < M_I^2$, (et éventuellement $(Re p_I)^2 \neq m_I^2 < M_I^2$) m_I^2 et M_I^2 sont des nombres réels positifs donnés par la physique.

(R3) Si quatre γ 's "contigus" dénotés par γ_{IJ}^{ii} ont deux à deux deux frontières communes $\mathcal{S}_I = 0$, $\mathcal{S}_J = 0$, ($\mathcal{S}_I \geq 0$, $\mathcal{S}_J \geq 0$ dans γ_{IJ}^{ii}), telles que $I \neq J$, $C I \neq J$, $I \notin C J$, $C I \notin C J$, alors, on a l'identité sur les valeurs aux bords à l'intersection des frontières communes de C_{IJ}^{ii} :

$$\tilde{e}_{IJ}^{++} - \tilde{e}_{IJ}^{+-} - \tilde{e}_{IJ}^{-+} + \tilde{e}_{IJ}^{--} = 0$$

(R4 : les e^α sont invariants de Lorentz).

Commentaires

Les relations (W) sont de deux sortes :

$W = W_L \cup W_{NL}$ où les W_L sont linéaires, les W_{NL} sont non linéaires. Les relations (R1,2,3,4) décrites ici sont linéaires

En ce qui concerne \rightarrow on a bon espoir de montrer que

$\{\tilde{\omega}_p\}$ satisfaisant $W_L \leftrightarrow \{e_\alpha\}$ satisfaisant

Ce travail a été fait pour $n = 2$; l'échec enregistré pour

$n > 2$ provient principalement de l'ignorance de la solution du problème d'enveloppe d'holomorphie posé par (R 1234).

La Solution de (R3)

Les identités linéaires (R3) se trouvent être des identités entre éléments d'une algèbre de Lie. Envisagées dans l'espace des x , sur les e^a , elles donnent lieu, en vertu des conditions de régularité⁴⁾ des supports des e^a (cf. R1) à la décomposition suivante trouvée par Bros : Soient (l_j) les arêtes unidimensionnelles définies par $s_k = 0, k \neq i, j$; on considère les cônes simpliciaux S_a définis par n telles arêtes. A tout S_a on associe une fonction \tilde{f}_a dans le tube $\tilde{\mathcal{G}}_a$:

$$Im p_i = \sum_{\substack{\lambda = \text{arête} \\ \text{de } S_a}} \mu_\lambda s_i^\lambda ; \mu_\lambda \in V^+$$

Alors (R3) implique la décomposition de Bros

$$\tilde{e}_\alpha = \sum_{S_a \supset \gamma_\alpha} \tilde{f}_a$$

LE PROBLEME D'ENVELOPPE D'HOLOMORPHIE.

En termes des \tilde{f}_a , (R2) devient pour le couple $\gamma_\alpha, \gamma_\beta$ voisinant le long de $s_I = 0$:

$$val. \text{ au bord } \left(\sum_{\substack{S_a \supset \gamma_\alpha \\ S_a \not\supset \gamma_\beta}} \tilde{f}_a = \sum_{\substack{S_b \supset \gamma_\beta \\ S_b \not\supset \gamma_\alpha}} \tilde{f}_b \right) = 0, \quad (Re p_I^2) < M_I^2 \quad (R'2)$$

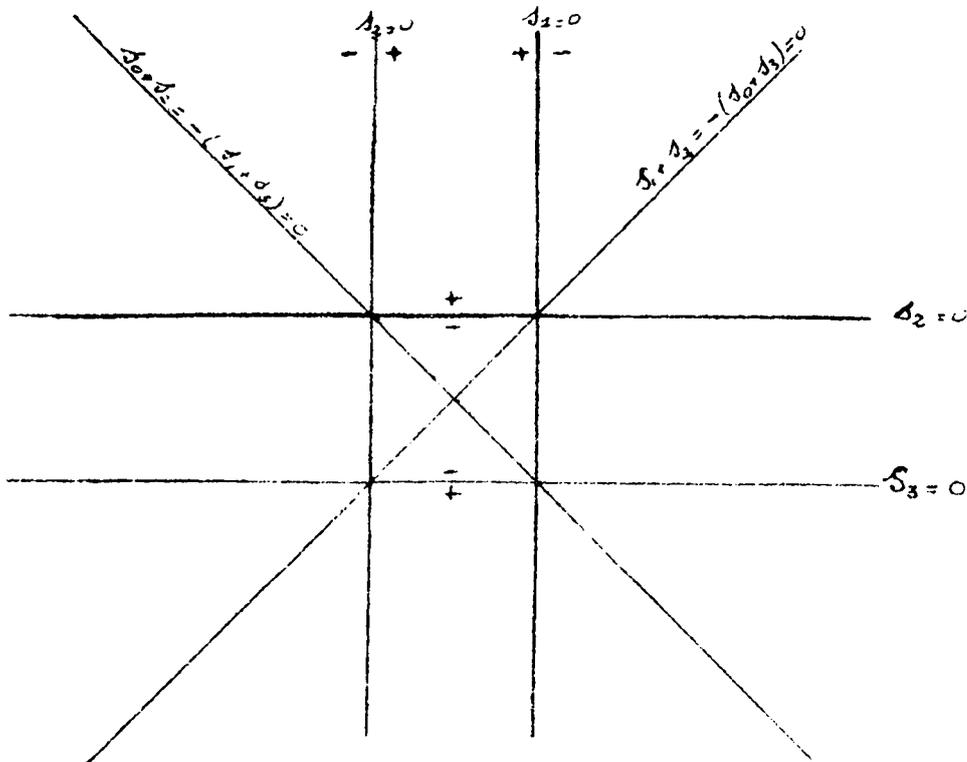
ce qui, par le théorème de l'"Edge of the wedge" permet d'é-

tendre $\sum_{S_a \supset \gamma_\alpha \not\supset \gamma_\beta} \tilde{f}_a$ et $\sum_{S_b \supset \gamma_\beta \not\supset \gamma_\alpha} \tilde{f}_b$ à un voisinage complexe de $\overline{\bigcap_{S_a \supset \gamma_\alpha} \tilde{\mathcal{G}}_a} \cap \overline{\bigcap_{S_b \supset \gamma_\beta} \tilde{\mathcal{G}}_b}$ au dessus de $(Re p_I)^2 < M_I^2$

On va rapidement voir que la résolution des relations linéaires (R_3) de l'algèbre de Lie sous jacente se propage dans le complexe en s'agréant de problèmes d'enveloppes d'holomorphie.

Exemple : $n=3$

On dessine l'espace des S_n coupant par un plan, on obtient ainsi la moitié des cellules J_α .



$$\nabla \downarrow - \triangleleft - \triangleright + \triangleup = 0$$

3) :

↓ Brus

$$\begin{aligned} \nabla &= \triangleleft + \triangleright, & \triangleleft &= \triangleleft + \triangleleft, \\ \triangleup &= \triangleleft + \triangleleft, & \triangleleft &= \triangleleft + \triangleleft. \end{aligned}$$

(R'2) par exemple : $i/ \square = \triangle_{\uparrow} + \triangle_{\downarrow}$

ii/ $\triangle_{\downarrow} = \triangle_{\uparrow}$; $\triangle_{\uparrow} = -\triangle_{\downarrow}$

etc.

[Remarque : dans tout ce qui suit, chaque polyèdre \mathcal{P} correspond à une fonction analytique dans le tube $\text{Imp } p_i = \sum_{\substack{\lambda = \text{arête} \\ \text{de } \mathcal{P}}} H_{\lambda} S_{\lambda}^{\lambda}$, $H_{\lambda} \in V^+$]

La solution de ii/s'obtient soit par complétion analytique soit par la méthode décrite pour i/, qui résoud aussi n'importe lequel des (R'2) La réponse est la suivante :

$\triangle_{\downarrow} = \triangle_{\uparrow} = \square_{\text{diag}}$, $\triangle_{\uparrow} = \triangle_{\downarrow} = -\square_{\text{diag}}$

$\square = \square_{\text{diag}} + \square_{\text{diag}}$

$\triangle_{\downarrow} = \square_{\text{diag}} + \square$

$\triangle_{\uparrow} = \square_{\text{diag}} - \square$

avec la notation qu'un domaine représenté par un polyèdre \mathcal{P} traversé d'une ligne ondulante est l'intersection du tube

représenté par le polyèdre par le domaine $p_1^2 \neq M_1^2 + \rho$, ρ réel > 0
 où $\alpha_1 = 0$ est l'équation du plan "ondulant".

En général, la solution de (R'2) est

$$\tilde{f}_a = \sum_{\substack{S_{a'} \supset \mathcal{X}_a \\ S_{a'} \not\supset \mathcal{X}_\beta}} \tilde{f}_{aa'} + \sum_{\substack{S_b \supset \mathcal{X}_\beta \\ S_b \not\supset \mathcal{X}_a}} \tilde{f}_{ab} + \delta_a \cdot (R'2_{a\beta})$$

où $\tilde{f}_{aa'} = -\tilde{f}_{a'a}$ est holomorphe dans l'union convexe
 de $\mathcal{Z}_a, \mathcal{Z}_{a'}$; $\tilde{f}_{ab} = -\tilde{f}_{ba}$ est holomorphe dans l'union convexe de
 \mathcal{Z}_a et \mathcal{Z}_b privée de la coupure $p_1^2 = M_1^2 + \rho$, ρ réel > 0
 et δ_a est une somme de fonctions holomorphes
 dans des tubes contenant S_a .

Il est alors clair qu'il faut recoller ensemble
 les expressions obtenues pour \tilde{f}_a à partir des edges of
 the wedges correspondant aux \mathcal{N} faces de S_0 .

- Démonstration de $R'2_{a\beta}$ dans le cas i/.

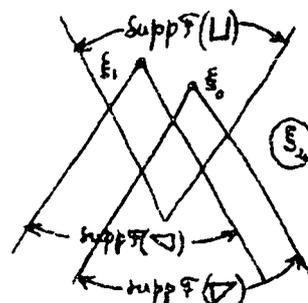
On passe aux transformées de Fourier : soient

ξ_0, ξ_1, ξ_2 , les variables conjuguées de p_0, p_1, k .

$$\text{support } F(\square) = \{ \xi \mid \xi_0 \in \bar{V}^+, \xi_1 \in \bar{V}^+, \xi_2 \in \bar{V}^+ \}$$

$$\text{support } F(\nabla) = \{ \xi \mid \xi_0 \in \bar{V}^+, \xi_1 \in \bar{V}^+, \xi_2 - \xi_0 \in \bar{V}^- \}$$

$$\text{support } F(\nabla) = \{ \xi \mid \xi_0 \in \bar{V}^+, \xi_1 \in \bar{V}^+, \xi_2 - \xi_1 \in \bar{V}^- \}$$



On considère $C(\xi_0, \xi_1, \xi_2) = \tilde{F}(\sqcup) - \tilde{F}(\sqsupset) - \tilde{F}(\sqcap)$

$$\text{support } C = \text{supp. } \tilde{F}(\sqcup) \cup \text{supp } \tilde{F}(\sqsupset) \cup \text{supp } \tilde{F}(\sqcap)$$

$(\mathbb{R}^2_{\alpha\beta})$ signifie $\tilde{C}(\xi_0, \xi_1, p_2) = 0$, $p_2^2 < M_2^2$

Alors une extension de la méthode de Dyson ⁵⁾ montre qu'il existe une solution $\Gamma(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \kappa_2)$, paire en κ_2 , tempérée, de l'équation de KleinGordon

$$KG \Gamma = \left(\square_{\xi_2} - \frac{\partial^2}{\partial \kappa_2^2} \right) \Gamma(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \kappa_2) = 0$$

telle que

$$\Gamma(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \kappa_2) \Big|_{\kappa_2=0} = C(\xi_0, \xi_1, \xi_2)$$

Les propriétés de support de cette solution Γ (théorème du double cône, théorème d'Huygens), montrent que

$$\text{supp } \Gamma(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \kappa_2) = \text{supp } C(\xi_0, \xi_1, \xi_2) \times (-\infty < \kappa_2 < +\infty)$$

La régularité de ce support ⁴⁾ permet d'écrire $\Gamma = \Gamma_{\tilde{F}(\sqcup)} - \Gamma_{\tilde{F}(\sqsupset)} - \Gamma_{\tilde{F}(\sqcap)}$ où les $\Gamma_{\tilde{F}(?)}$ ont pour supports : $\text{supp } \tilde{F}(?) \times (-\infty < \kappa_2 < +\infty)$.

d'où :

$$KG \left(\Gamma_{\tilde{F}(\sqcup)} - \Gamma_{\tilde{F}(\sqsupset)} - \Gamma_{\tilde{F}(\sqcap)} \right) = 0$$

On peut donc écrire (régularité des supports) :

$$\text{KG } \Gamma_{F(U)} = \Delta_{U,D} + \Delta_{U,V}$$

$$\text{KG } \Gamma_{F(D)} = \Delta_{U,D} + \Delta_{D,V} \quad (*)$$

$$\text{KG } \Gamma_{F(V)} = \Delta_{U,V} - \Delta_{D,V}$$

avec $\Delta_{?}$ tempérée de support $\text{supp } \Gamma_{F(?)}$ \cap $\text{supp } \Gamma_{F(?)}$.

Soient alors D_{ret}, D_{av} , les solutions élémentaires de l'équation de Klein Gordon avec support dans $\xi_2^0 > 0, \xi_2^0 < 0$ respectivement, et invariante de Lorentz.

On résoud facilement (*)

$$\Gamma_{F(U)} = \overset{\circ}{\Gamma}_{F(U)} + D_{ret} * (\Delta_{U,D} + \Delta_{U,V})$$

$$\Gamma_{F(D)} = \overset{\circ}{\Gamma}_{F(D)} + D_{av} * (\Delta_{U,D} + \Delta_{D,V})$$

$$\Gamma_{F(V)} = \overset{\circ}{\Gamma}_{F(V)} + D_{av} * (\Delta_{U,V} - \Delta_{D,V})$$

en observant que, en vertu des supports de $D_{ret,av}$, et des $\Delta_{?}$, les convolutions sont des distributions tempérées, solutions particulières des équations (*), de même supports que les $\overset{\circ}{\Gamma}_{F(?)}$ auxquelles elles contribuent, et que les $\overset{\circ}{\Gamma}_{F(?)}$, solutions de l'équation de Klein Gordon homogène ont par conséquent les mêmes supports que les $\Gamma_{F(?)}$ et sont nulles car ces supports sont bornés soit vers les $\xi_2^0 < 0$ soit vers les $\xi_2^0 > 0$.

Il s'en suit que

$$\Gamma = D * (\Delta_{\square, \nabla} + \Delta_{\square, \nabla})$$

où $D = D_{ret} - \tilde{D}_{adv}$ est la solution impaire invariante de Lorentz de l'équation de Klein Gordon.

D'où, la restriction à κ_1 -étant licite pour une solution de l'équation homogène,

$$C(\xi_0, \xi_1, \xi_2) = \int d^4 u_2 d\kappa_2 D(\xi_2 - u_2, \kappa_2) * \left[\Delta_{\square, \nabla}(\xi_0, \xi_1, u_2, \kappa_2) + \Delta_{\square, \nabla}(\xi_0, \xi_1, u_2, \kappa_2) \right]$$

En passant aux transformées de Fourier :

$$\tilde{C}(p_0, p_1, p_2) = \int d\tau_2 \epsilon(p_0^0) \delta(p_2^0 - M^2 - \tau_2^2) * \left[\tilde{\Delta}_{\square, \nabla}(p_0, p_1, p_2, \tau_2) + \tilde{\Delta}_{\square, \nabla}(p_0, p_1, p_2, \tau_2) \right]$$

(dans la suite on remplacera \square, ∇ par \sqcup
 \square, ∇ par \sqcup)

pour rappeler que les $\tilde{\Delta}$, s'étendent analytiquement dans les tubes indiqués)

Comme les $\tilde{\Delta}$ sont tempérées, on peut les écrire $(\tau_2^2 + \alpha^2)^{-N} \tilde{\Delta}'$ pour N entier suffisamment grand, et α^2 réel, de sorte que $\tilde{\Delta}'$ soit bornée en τ_2 , et, en utilisant la décomposition

$$\epsilon(p^0) \delta(p^2 - M^2 - \tau^2) = \frac{1}{2i\pi} \lim_{\eta \rightarrow 0} \lim_{\eta \in V^+} \left[\frac{1}{(p+i\eta)^2 - M^2 - \tau^2} - \frac{1}{(p-i\eta)^2 - M^2 - \tau^2} \right]$$

on obtient une décomposition de \tilde{C} en valeurs au bords de fonctions analytiques :

$$\begin{aligned} \tilde{C}(p_0, p_1, p_2) = (p_2^2 - M_2^2 + a^2)^N & \left[\text{val. bord } \frac{1}{2i\pi} \int_{\substack{\eta \in V^+ \\ \eta \rightarrow 0}} \frac{d\tau_2}{(p_2+i\eta)^2 - M_2^2 - \tau_2^2} (\tilde{\Delta}'_{\cup} + \tilde{\Delta}'_{\cup}) \right. \\ & - \text{val. bord } \frac{1}{2i\pi} \int_{\substack{\eta \in V^- \\ \eta \rightarrow 0}} \frac{d\tau_2}{(p_2-i\eta)^2 - M_2^2 - \tau_2^2} \tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2) \\ & \left. - \text{val. bord } \frac{1}{2i\pi} \int_{\substack{\eta \in V^+ \\ \eta \rightarrow 0}} \frac{d\tau_2}{(p_2+i\eta)^2 - M_2^2 - \tau_2^2} \tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2) \right] \end{aligned}$$

Transformant de Fourier cette décomposition dont les supports en ξ ont déjà été vus et comparant avec $C(\xi, \xi, \xi) = \tilde{F}(U) - \tilde{F}(V) - \tilde{F}(W)$, on voit facilement qu'il existe \cup, \cup, \square telles que

$$\cup = (p_2^2 - M_2^2 + a^2)^N \frac{1}{2i\pi} \int \frac{d\tau_2}{p_2^2 - M_2^2 - \tau_2^2} (\tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2) + \tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2)) + \cup + \cup$$

$$\nabla = (p_2^2 - M_2^2 + a^2)^N \frac{1}{2i\pi} \int \frac{d\tau_2}{p_2^2 - M_2^2 - \tau_2^2} \tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2) + \cup + \square$$

$$\nabla = (p_2^2 - M_2^2 + a^2)^N \frac{1}{2i\pi} \int \frac{d\tau_2}{p_2^2 - M_2^2 - \tau_2^2} \tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2) + \cup - \square$$

d'où :

$$\cup = \cup + \cup, \quad \nabla = \cup + \square, \quad \nabla = \cup - \square$$

où

$$\cup = \cup + (p_2^2 - M_2^2 + a^2)^N \frac{1}{2i\pi} \int \frac{d\tau_2}{p_2^2 - M_2^2 - \tau_2^2} \tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2)$$

$$\cup = \cup + (p_2^2 - M_2^2 + a^2)^N \frac{1}{2i\pi} \int \frac{d\tau_2}{p_2^2 - M_2^2 - \tau_2^2} \tilde{\Delta}'_{\cup}(p_0, p_1, p_2, \tau_2)$$

Q. E. D.

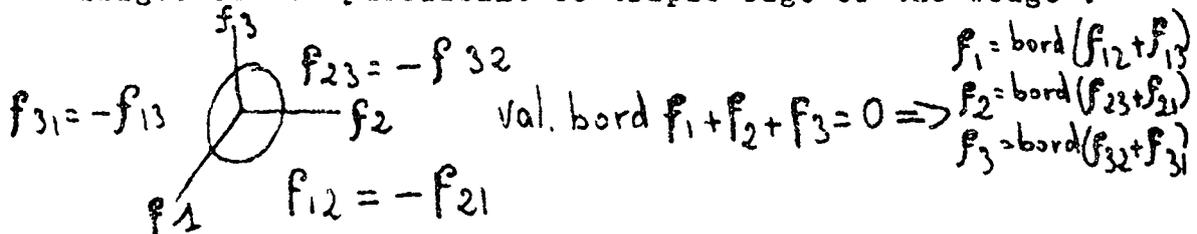
REMARQUES

1) On aurait pu d'abord faire l'enveloppe d'holomorphie de \sqcup et $\nabla = \nabla + \nabla$, avec, pour résultat \sqcup , puis résoudre le problème de décomposition

$$\sqcup = \nabla + \nabla \quad \text{dans } \nabla ;$$

ce qui nous sauve dans la solution de ce problème est la possibilité de passer à l'espace des ξ où les supports s'arrangent bien.

2) Cette situation rappelle furieusement celle que l'on trouve dans les notes de Martineau p. 92 (bien connues de nous depuis 1962-1963, après les indications de B. Malgrange, ainsi que sa démonstration du théorème de l'edge of the wedge et des lemmes qui y contribuent !), et que nous avons envisagée comme symbolisant ce triple edge of the wedge :



$$f_{31} = -f_{13} \quad f_{23} = -f_{32} \quad \text{val. bord } f_1 + f_2 + f_3 = 0 \Rightarrow \begin{cases} f_1 = \text{bord}(f_{12} + f_{13}) \\ f_2 = \text{bord}(f_{23} + f_{21}) \\ f_3 = \text{bord}(f_{32} + f_{31}) \end{cases}$$

$$f_{12} = -f_{21}$$

ce qui nous avait fait penser qu'on avait décomposition en fonctions holomorphes dans les enveloppes d'holomorphie des domaines initiaux pris deux à deux - et c'est bien le cas !.

LE RECOLLAGE DES EDGES OF THE WEDGE

Comme on l'a signalé plus haut, de chaque edge of the wedge relatif à une face $S_I = 0$, on déduit une décomposition de tout \tilde{f}_α ayant cette face comme frontière. On tombe tout de suite sur des identités entre sommes de fonctions analytiques pour lesquelles le passage aux transformées de Fourier ne donne plus rien :

Exemple :

$$\triangleleft = \square = \text{trapezoid} + \square = \text{rectangle} + \square'$$

$$\triangleleft = \square = \text{trapezoid} - \square = \text{rectangle} + \square'' \text{ etc.}$$

$$\text{d'où } \square - \square = \text{trapezoid} = \square$$

$$\square - \square' = \text{trapezoid} = \square$$

$$\text{i.e. } \square - \square = \square''$$

(enveloppes
d'holonomie
inconnues)

UN PROBLEME SIMPLIFIE

On envisage un problème modèle où les quadri-vecteurs sont remplacés par des variables unidimensionnelles.

Le diagramme de l'espace S correspond alors à la base imaginaire des tubes de définition des \tilde{Y}_α

Les conditions spectrales doivent être remplacées par

$$|S_I| < M_I$$

Le problème est alors exactement soluble.

La solution est donnée par la représentation

$$\tilde{\rho}(j_1, \dots, j_n) = \sum_{P(0, n)} \int \frac{d^2 j'_{PC} d^2 j'_{PC P_1} \dots d^2 j'_{PC P_{n-1}} \mathcal{O}(j'_{PC}, j'_{PC P_{n-1}})}{(j'_{PC} - j_{PC})(j'_{PC P_1} - j_{PC P_1}) \dots (j'_{PC P_{n-1}} - j_{PC P_{n-1}})}$$

où P est une permutation de $(0, 1, \dots, n)$

$$j_{PC} = - \sum_1^n j_i \quad j_{PC P_1} = j_{PC} + \dots + j_{P_1}$$

et l'intégrale est prise pour $j'_{PC} > M_{PC}, \dots, j'_{PC P_{n-1}} > M_{PC P_{n-1}}$
 (les \mathcal{O} sont des transformées de Fourier de distributions de Wightman).

On vérifie sans peine que $\tilde{\rho}$ est analytique dans les tubes de départ dans des voisinages complexes des régions de coïncidences impliquées par les conditions spectrales, et que ses valeurs au bord sur les réels satisfont aux relations linéaires.

Si on essaye de retrouver ce résultat directement on rencontre déjà une bonne partie des difficultés de recollement.

Exemple : $\gamma_1 = 3$ à nouveau -

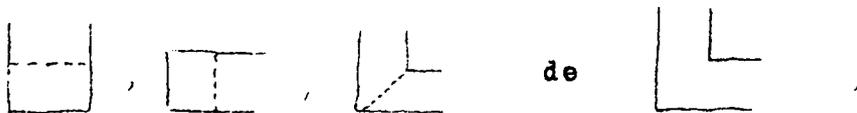
ici est un problème de Cousin

pour le recouvrement  de  ;

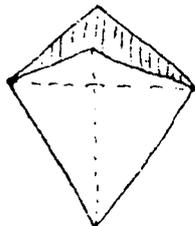
l'étape suivante pose le problème suivant :

$$\square + \square + \square = 0$$

qui est un problème de Cousin pour le recouvrement



c'est à dire pour un tube à base conique de la forme d'un "angle" : (3 variables complexes)



PROBLEMES DIVERS

1) Dans l'espace $\mathbb{C}^{n+1} = \mathbb{R}^{2n+2}$ on se donne N hypersurfaces analytiques d'équations $(P_i): \text{Im } L_i - b_i = 0$ les L_i étant des formes linéaires homogènes à coefficients réels.

On suppose que dans \mathbb{C}^{n+1} deux des plans, P_1 , au plus contiennent un $n-2$ -plan. On considère les tubes \mathcal{B}_α à bases imaginaires B_α : les ensembles où tous les $P_i = \text{Im } L_i - b_i$ ont un signe donné, et dans chaque tube, une fonction holomorphe admettant des valeurs au bord.

Si 4 cellules sont en position de Sato Steinmann



par rapport à $P_i \cap P_j$, elles satisfont a une relation

$$\text{bord } \sum_{i=1}^N f_i = 0$$

Alors il existe une décomposition commune de toutes ces fonctions : associons à chaque P_i deux fonctions f_i^{\pm} holomorphes dans les tubes $P_i^{\pm} = I_{\epsilon} L_i - B_{\epsilon} \geq 0$ respectivement :

$$f_i = \sum_{j=1}^N f_j^{\pm} \quad P_i^{\pm} \cap B_{\epsilon}$$

QUESTION :

Quelle est l'interprétation en terme de cohomologie de ce recollement des résultats locaux au voisinage des $P_i \cap P_j$?

- 2) Supposons une situation analogue à la précédente à ceci près que
- soit a) il n'y ait de relations de Steinmann qu'à certaines des intersections $P_i \cap P_j$,
 - soit b) certains $n-2$ plans $P_i \cap P_j$ appartiennent aussi à un troisième P_k (et éventuellement d'autres) de telle sorte qu'il n'y ait pas de relation sur les valeurs au bord.

QUESTION Comment ces noeuds interviennent-ils comme obstruction à la décomposition finale qui n'est pas connue de l'auteur.

Remarque

Le problème 1) a fourni pour le cas $n=4$ un schéma de décomposition qui a pu être démontré même dans le cas réaliste.

3) Cohomologie de domaines "mordus"

A part le cas du lemme de Martineau sur le cube (p.61) qui avait été démontré par Epstein en 1963, on peut essayer de dire plus proprement ce qui suit;

On part de la situation de Martineau (Séminaire Bourbaki 13ème année 1960-61)

V domaine d'holomorphie dans \mathbb{C}^n

K compact d'holomorphie dans V

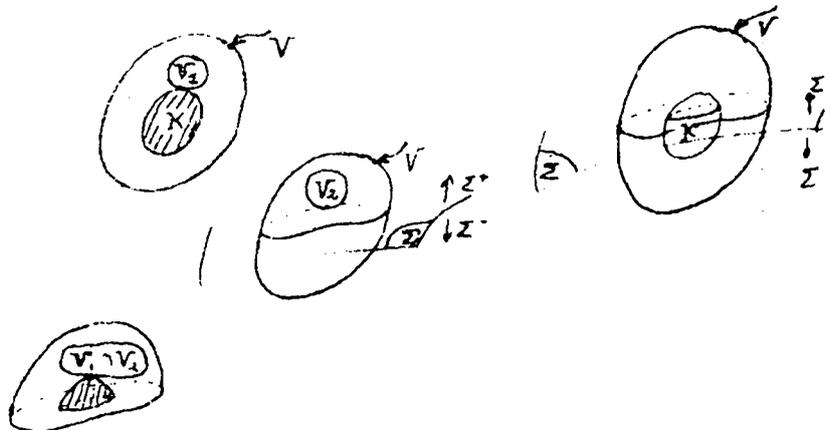
Σ hypersurface analytique (i.e. pseudoconvexe des 2 côtés) coupant K

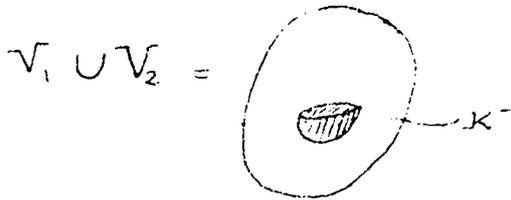
Soient

$$V_1 = V - K$$

$$V_2 = V \cap \Sigma^+$$

$$V_1 \cap V_2 =$$





K^- est encore un compact
d'holonomie Σ

Alors on a :

$$H^i(V_1, \mathcal{O}) = 0 \quad 1 \leq i \leq n-2 \quad (\text{Martineau-Bourbaki})$$

$$H^i(V_1 \cup V_2, \mathcal{O}) = 0 \quad 1 \leq i \leq n-2$$

$$H^i(V_2, \mathcal{O}) = 0 \quad 1 \leq i \leq n \quad (\text{théorème B})$$

$$H^i(V_1 \cap V_2, \mathcal{O}) = ?$$

Mais d'après la suite de Mayer Victoris :

$$\begin{aligned} 0 &\rightarrow H^0(V_1 \cup V_2, \mathcal{O}) \rightarrow H^0(V_1, \mathcal{O}) \oplus H^0(V_2, \mathcal{O}) \rightarrow H^0(V_1 \cap V_2, \mathcal{O}) \rightarrow \\ &\rightarrow H^1(V_1 \cup V_2, \mathcal{O}) \rightarrow H^1(V_1, \mathcal{O}) \oplus H^1(V_2, \mathcal{O}) \rightarrow H^1(V_1 \cap V_2, \mathcal{O}) \rightarrow \dots \\ \dots &\rightarrow H^p(V_1 \cup V_2, \mathcal{O}) \rightarrow H^p(V_1, \mathcal{O}) \oplus H^p(V_2, \mathcal{O}) \rightarrow H^p(V_1 \cap V_2, \mathcal{O}) \rightarrow H^{p+1}(V_1 \cap V_2, \mathcal{O}) \end{aligned}$$

on a :

$$H^i(V_1 \cap V_2, \mathcal{O}) = 0 \quad 1 \leq i \leq n-3$$

Par excision on a le même résultat pour $W - K^+$:

Σ

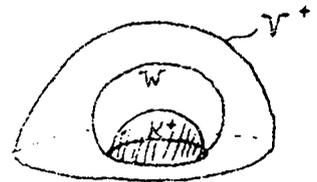
[Remarque
de Andréotti]

W domaine d'holonomie, en passant à la cohomologie relative :

$$H^*(V^+ - K^+) \cong H^{*+1}(V^+, V^+ - K^+)$$

$$V^+ = W \cup (V^+ - K^+) \rightarrow$$

$$\begin{aligned} H^*(W \cup (V^+ - K^+), V^+ - K^+) &\cong_{\text{exc.}} H^*(W, W \cap (V^+ - K^+)) = H^*(W, W - K^+) \\ &\cong H^{*+1}(W - K^+). \end{aligned}$$



Remarque

Il était essentiel que Σ soit pseudoconvexe des deux côtés

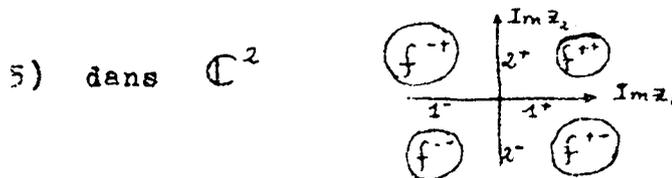
QUESTION

Peut-on arranger ce genre de démonstration s'il y a une chance qu'elle soit correcte.

Peut on gagner sur "n-3" (ceci ne résoud pas le cas de tout à l'heure).



Si on ne peut pas gagner sur "n-3", peut on comprendre la différence qu'il y a entre ce cas et celui du "lemme du cube" de Martineau où du résultat local d'Andréotti et Grauert ?



On se donne $1^+, 2^+$ distributions en $z_2(z_1)$ holomorphes en $z_1(z_2)$ pour $\text{Im} z_1(z_2) \geq 0$ admettant des valeurs au bord telles que

$$\text{val. bord } 1^+ - 1^- - 2^+ + 2^- = 0$$

Alors il existe f^{++} holomorphes dans $\text{Im} z_1 \geq 0, \text{Im} z_2 \geq 0$ admettant des valeurs aux bords; on a la décomposition

$$1^+ = \text{bord } (f^{++} - f^{+-})$$

$$1^- = \text{bord } (f^{-+} - f^{--})$$

$$2^+ = \text{bord } (f^{++} - f^{-+})$$

$$2^- = \text{bord } (f^{+-} - f^{--})$$

QUESTION - De quelle sorte de cohomologie s'agit-il ?

Généralisations ?

Ceci est-il implicitement contenu dans les notes de Martineau ou seulement dans Sato sous forme des \mathcal{G}_v ? (Sato II p.420-421)

BIBLIOGRAPHIE

1) Les exemples sont tirés de manuscrits non publiés provenant de la collaboration de J. BROS, HEPSTEIN, V. GLASER, R. STORA (quelques photocopies disponibles).

Une de ces copies traite de la flèche $\leftarrow \rightarrow$ du début de ce texte.

2) A. MARTINEAU "Distributions et Valeurs au bord des fonctions holomorphes" et Séminaire BOURBAKI

3) A. ANDREOTTI et H. GRAUERT Bull. Soc. Math. Fr. 7 10, 1962, p. 193

4) En ce qui concerne les conditions de régularité de supports, voir L. SCHWARTZ, Théorie des distributions Th. XXXIV p.99 du tome I, B. MALGRANGE Séminaire SCHWARTZ 1959-1960, n° 21.

5) Un bon exposé de la méthode de Dyson est donné par A.S. WIGHTMAN dans "Relations de dispersions et particules élémentaires" HERMANN Paris 1961 Editeurs DE WITT - OMNES.