

THÈSES DE L'ENTRE-DEUX-GUERRES

ANASTASE TSORTSIS

**Sur l'intégration d'une classe d'équations aux dérivées
partielles du second et du troisième ordre à une fonction
inconnue de n variables indépendantes**

Thèses de l'entre-deux-guerres, 1933

http://www.numdam.org/item?id=THESE_1933__149__1_0

L'accès aux archives de la série « Thèses de l'entre-deux-guerres » 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

*Thèse numérisée dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques*
<http://www.numdam.org/>

SÉRIE A, N° 1421

N° D'ORDRE :

2286

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES MATHÉMATIQUES

PAR

Anastase TSORTSIS

Élève de l'École Normale Supérieure

1^{re} THÈSE. — SUR L'INTÉGRATION D'UNE CLASSE D'ÉQUATIONS
AUX DÉRIVÉES PARTIELLES DU SECOND ET DU
TROISIÈME ORDRE A UNE FONCTION INCONNUE
DE n VARIABLES INDÉPENDANTES.

2^e THÈSE — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

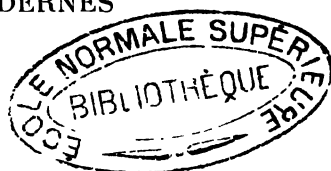
Soutenues le Juillet 1933, devant la Commission d'Examen

MM. E. VESSIOT . . .	<i>Président</i>
P. MONTEL . . .	} <i>Examineurs</i>
M. FRECHET . . .	

PARIS
IMPRIMERIE LES PRESSES MODERNES

45, rue de Maubeuge

—
1933



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyen honoraire . M. MOLLIARD.

Professeurs honoraires
 { H. LE CHATELIER.
 H. LEBESGUE.
 A. FERNBACH.
 A. LEDUC.
 Émile PICARD.
 Rémy PERRIER.
 Léon BRILLOUIN.
 A. DEREIMS.

Professeurs
 { E. GOURSAT Analyse supérieure et algèbre supérieure.
 P. JANET Électrotechnique générale.
 F. WALLERANT Minéralogie.
 P. PAINLEVÉ Mécanique analytique et mécanique céleste.
 Gabriel BERTRAND ... Chimie biologique.
 M^{me} P. CURIE Physique générale et radioactivité.
 M. CAULLERY Zoologie (Évolution des êtres organisés).
 G. URBAIN Chimie générale.
 Émile BOREL Calcul des probabilités et Physique mathém.
 L. MARCHIS Aviation.
 Jean PERRIN Chimie physique.
 H. ABRAHAM Physique.
 E. CARTAN Géométrie supérieure.
 M. MOLLIARD Physiologie végétale.
 L. LAPICQUE Physiologie générale.
 E. VESSIOT Théorie des fonctions et théorie des transformations.
 A. COTTON Physique.
 J. DRACH Application de l'analyse à la géométrie.
 Charles FABRY Physique.
 Charles PÉREZ Zoologie.
 Léon BERTRAND Géologie structurale et géologie appliquée.
 P.-A. DANGEARD Botanique.
 R. LESPIEAU Théories chimiques.
 Paul MONTEL Mécanique rationnelle.
 P. WINTREBERT Anatomie et histologie comparées.
 E. RABAUD Biologie expérimentale.
 O. DUBOSCQ Biologie maritime.
 P. PORTIER Physiologie comparée.
 É. BLAISE Chimie organique.
 G. JULIA Calcul différentiel et calcul intégral.
 L. LUTAUD Géographie physique et géologie dynamique.
 Eugène BLOCH Physique théorique et physique céleste.
 Henri VILLAT Mécanique des fluides et applications.
 Ch. JACOB Géologie.
 P. PASCAL Chimie minérale.
 V. AUGER Chimie appliquée.
 H. BÉNARD Mécanique expérimentale des fluides.
 E. ESCLANGON Astronomie.
 L. BLARINGHEM Botanique.
 G. MAUGUIN Minéralogie.
 A. DENJOY Mathématiques générales.
 A. DUFOUR Physique (P. C. N.).
 A. GUILLIERMOND ... Botanique (P. C. N.).
 H. BÉGHIN Mécanique physique et expérimentale.
 DE BROGLIE Théories physiques.
 G. RIBAUD Hautes températures.

E. PÉCHARD	Chimie (Enseigt P. C. N.)	PAUTHENIER	Physique (P. C. N.).
A. GUILLET	Physique.	M ^{me} RAMART-LUCAS	Chimie organique.
M. GUICHARD	Chimie minérale.	CHRÉTIEN	Optique appliquée.
A. MICHEL-LÉVY ..	Pétrographie.	FREUNDLER	Chimie (P. C. N.).
G. BRUHAT	Physique.	P. JOB	Chimie générale.
E. DARMOIS	Physique.	LABROUSTE	Physique du Globe.
A. DEBIERNE	Radioactivité.	PRENANT	Zoologie.
L. DUNOYER	Optique appliquée.	VILLEY	Mécanique physique et expérimentale.
M. JAVILLIER	Chimie biologique.		
L. JOLEAUD	Paléontologie.	BOHN	Zoologie (P. C. N.).
H. MOUTON	Chimie physique.	COMBES	Sciences naturelles (P. C. N.).
F. PICARD	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	GARNIER	Mécanique rationnelle.
ROBERT-LÉVY	Zoologie.	PÉRÉS	Mécanique des fluides.
M. FRÉCHET	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.	HACKSPILL	Chimie (P. C. N.).
FOCH	Mécanique expérimentale des fluides.	LAUGIER	Physiologie générale.
		TOUSSAINT	Technique Aéronautique
		M. CURIE	Physique (P. C. N.).

Secrétaire A. PACAUD.

Secrétaire honoraire D. TOMBECK.

A LA MÉMOIRE DE MON ONCLE

GEORGES PROSALENTIS

A MONSIEUR E. VESSIOT
ET
A MES MAÎTRES
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

PREMIERE THÈSE

SUR L'INTÉGRATION D'UNE CLASSE D'ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES DU SECOND ET DU TROISIÈME ORDRE A UNE FONCTION INCONNUE DE n VARIABLES INDÉPENDANTES

INTRODUCTION

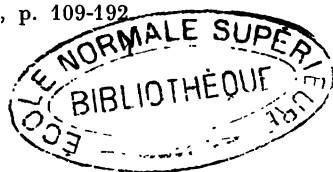
On sait que l'un des problèmes les plus importants de la théorie de l'intégration des équations aux dérivées partielles est la recherche des cas où l'intégration peut être ramenée à celle d'équations différentielles ordinaires.

La question paraît presque complètement résolue dans le cas d'une équation aux dérivées partielles du second ordre à une fonction inconnue de deux variables indépendantes, par les résultats de MONGE, AMPÈRE, LAPLACE, DARBOUX, SOPHUS LIE, etc. ; la théorie de ces équations a atteint un rare degré de perfection, grâce aux travaux de M. GOURSAT. Il en est de même pour une équation du premier ordre à une fonction inconnue de n variables indépendantes.

Mais dans le cas des équations d'ordre supérieur, les progrès accomplis sont loin d'être aussi considérables. M. CARTAN ⁽¹⁾ en se servant de sa méthode des formes extérieures, pour le problème de PFAFF, a étudié une équation aux dérivées partielles du second ordre à une fonction inconnue de six variables indépendantes d'une forme particulière et écrit notamment en concluant « ... *L'équation* (1) (c'est l'équation en question) *présente donc un intérêt tout à fait singulier au point de vue de la théorie générale d'intégration des équations aux dérivées partielles à n variables indépendantes. Sans vouloir entrer ici dans l'étude de cette importante question, on peut remarquer cependant qu'étant donnée une équation aux dérivées partielles du second ordre à n variables indépendantes, la formation d'un*

(¹) *Annales de l'Ecole Normale Supérieure* (3), 25, 1910, p. 109-192

Tsortsis.



système auxiliaire à $n - 1$ variables indépendantes de la nature de celui dont il est question plus haut, n'est possible que si l'équation possède des caractéristiques linéaires ; ... ». Ultérieurement il a traité ⁽¹⁾ une catégorie générale d'équations aux dérivées partielles du second ordre à une fonction inconnue de 3 variables indépendantes à caractéristiques doubles, en généralisant les résultats classiques de M. GOURSAT concernant une équation du second ordre de 2 variables indépendantes à laquelle la méthode de DARBOUX est applicable.

La théorie de M. CARTAN sur le problème de PFAFF ouvre la voie pour l'étude du problème de l'intégration des équations aux dérivées partielles d'ordre supérieur au premier à une fonction inconnue de plusieurs variables indépendantes ; ce problème se ramenant toujours, comme l'on sait, à celui de l'intégration d'un certain système de PFAFF.

Mais il y a encore une autre théorie plus géométrique et également intéressante à utiliser pour ce problème ; c'est celle des faisceaux de transformations infinitésimales, qui est due à M. VESSIOT.

Dans deux Mémoires parus ces dernières années, M. VESSIOT ⁽²⁾ a prouvé que cette théorie est corrélative de celle de M. CARTAN et se développe suivant le même plan, en donnant, comme celle-ci, des notions et des méthodes qui ne dépendent pas du choix de variables.

L'intégration de l'équation est ramenée à celle d'un certain faisceau de transformations infinitésimales, et c'est de la nature des sous-faisceaux caractéristiques de l'équation que dépendent les particularités de l'intégration de cette équation. L'étude des équations du second ordre à une fonction inconnue de deux variables indépendantes, faite à la fin du premier de ces Mémoires, montre que cette théorie se prête aux applications avec une grande facilité.

M. COISSARD ⁽³⁾ a obtenu, en se servant de cette méthode, des résultats nouveaux sur les équations du troisième ordre à une fonction inconnue de deux variables indépendantes.

⁽¹⁾ *Bulletin de la Société Mathématique de France*, 39, p. 370-381.

⁽²⁾ a) *Bulletin de la Société Mathématique de France*, 52, 1924, p. 336-395 ;
b) *Annales de l'Ecole Normale Supérieure* (3), 45, 1928, p. 189-253. Voir également : *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, t. 184, 1927, p. 143.

⁽³⁾ a) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, t. 193, 1930, p. 709 ;
b) *Bulletin de la Société Mathématique de France*, t. 61, 1933.

Récemment, M. VESSIOT ⁽¹⁾ a généralisé les résultats de MM. GOURSAT et CARTAN mentionnés plus haut, en envisageant une équation du second ordre à n variables indépendantes. Il a donné la forme générale de ces équations admettant des caractéristiques au sens de CAUCHY et MONGE. Il peut y avoir alors deux systèmes de caractéristiques distincts, ou un seul système double. Le second cas présente cette particularité que le sous-faisceau caractéristique est involutif ; s'il est en outre complet, les caractéristiques ne dépendent que de constantes arbitraires et l'intégration s'achève par des formules explicites dès qu'on a obtenu les invariants du sous-faisceau caractéristique.

La théorie des faisceaux de transformations infinitésimales sert de fondement au travail suivant. Je n'y étudie que des équations qui admettent des caractéristiques au sens de MONGE. Il est divisé en deux Parties. La première a pour objet l'intégration de certaines équations aux dérivées partielles du second ordre à une fonction inconnue et à un nombre quelconque de variables indépendantes. Les équations *linéaires* du second ordre présentent des particularités intéressantes au point de vue des invariants et de l'intégration de ces équations. Dans le cas, par exemple, des caractéristiques doubles il existe un faisceau caractéristique du premier ordre qui admet au plus $n + 1$ invariants. Si ce nombre maximum est atteint, la connaissance de ces $n + 1$ invariants du premier ordre permet d'obtenir l'intégrale générale de l'équation. Ces équations font l'objet des paragraphes I et II. Le paragraphe III est consacré à l'étude des équations *non linéaires* du second ordre à caractéristiques doubles dans le cas où le sous-faisceau caractéristique n'atteint pas le nombre maximum d'invariants, le cas contraire ayant été examiné, comme nous l'avons déjà fait remarquer, par M. VESSIOT. A cette occasion, je n'ai pas jugé inutile de rappeler d'abord ces résultats de M. VESSIOT sous une forme un peu différente. Elle met en évidence une classe particulière d'équations aux dérivées partielles du second ordre qui sont analogues à celles de MONGE-AMPÈRE de la théorie classique ; je conviens de les désigner par le nom d'*équations de Monge-Ampère généralisées*. Une remarque importante sur les équations du second ordre admettant des caracté-

(1) *Comptes rendus de l'Académie d'Athènes*, 5, 1930, p. 424.

ristiques achève ce paragraphe ; celles-ci sont caractérisées par deux suites des fonctions $\xi_2, \dots, \xi_n$; $\eta_2, \dots, \eta_n$, et les résultats précédents ne sont valables que si les ξ , η sont des fonctions indépendantes des dérivées secondes $p_{12}, \dots, p_{nn}$. En supposant le contraire, on obtient divers types d'équations du second ordre. En particulier, pour les équations de MONGE-AMPÈRE généralisées, le nombre maximum d'invariants du premier ordre du sous-faisceau caractéristique est $n + 1$, le même pour tous les types de telles équations. Cette remarque doit être répétée pour les équations du troisième ordre qui font l'objet de la seconde Partie.

La seconde Partie est réservée à l'étude d'une classe d'équations aux dérivées partielles du troisième ordre à une fonction inconnue de n variables indépendantes. J'énonce d'abord, sans démonstration, certains résultats concernant la définition de l'intégrale complète d'une équation du troisième ordre ainsi que la loi de formation de telles équations possédant des caractéristiques, résultats que l'on peut obtenir en imitant le procédé suivi par M. VESSIOT pour les équations du second ordre.

La propriété établie par M. VESSIOT pour une équation du second ordre, d'après laquelle le sous-faisceau caractéristique double est toujours involutif, n'est plus valable pour les équations du troisième ordre à caractéristiques triples. On est ainsi obligé de considérer les dérivés successifs du sous-faisceau caractéristique S et d'étudier les formules de structure de ces faisceaux, car c'est de la nature de ces formules que dépendent le nombre et la nature des invariants de S , et par suite les particularités de l'intégration de l'équation. Pour ne pas surcharger ce travail, je n'y envisage que le cas, le plus intéressant, où le sous-faisceau caractéristique triple admet le nombre maximum d'invariants. Il est d'abord question des équations linéaires (§ IV), puis du cas général (§ V).

Les principaux résultats contenus dans ce travail ont fait l'objet de deux Notes aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, t. 196, 1933, p. 159 et p. 990 (séances des 16 janvier, 3 avril).

Je suis heureux, en terminant, d'exprimer toute ma gratitude à M. VESSIOT, dont les conseils et les encouragements m'ont été si précieux.

PREMIÈRE PARTIE

SUR L'INTÉGRATION DES ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES DU SECOND ORDRE A UNE FONCTION INCONNUE DE n VARIABLES INDÉPENDANTES

I. — ÉQUATIONS LINÉAIRES DU SECOND ORDRE A CARACTÉRISTIQUES DE MONGE DOUBLES

1. Transformations de base du sous-faisceau caractéristique double. — Soit une équation aux dérivées partielles du second ordre, à une fonction inconnue de n variables indépendantes, supposée résolue par rapport à la dérivée p_{11} , à savoir

$$(1) \quad \Phi = p_{11} + \Phi_1(x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n; p_{12}, \dots, p_{1n}) = 0$$

avec

$$p_i = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \quad p_{ik} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_k}.$$

Introduisons le faisceau F défini par les transformations de base

$$X_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} + p_{i\alpha} \frac{\partial f}{\partial p_\alpha}; \quad p_{ik} f = \frac{\partial f}{\partial p_{ik}}; \quad (\alpha, i, k = 1, 2, \dots, n),$$

α étant un indice de Sommation, et désignons par F_0 le sous-faisceau de F de degré $N - 1$ ($N = n + \frac{n(n+1)}{2}$) qui laisse Φ invariant. L'intégration de l'équation (1) se ramène à celle du faisceau F_0 ; c'est pourquoi ce faisceau F_0 est dit, le *faisceau associé* de (1).

Vu le résultat de M. VESSIOT ⁽¹⁾ concernant les équations générales du second ordre qui admettent des caractéristiques, les équations *linéaires* du second ordre à caractéristiques doubles doivent être de la forme

$$(2) \quad \Phi = p_{11} + 2\xi_x p_{1x} + \xi_x^2 p_{xx} + 2\xi_x \xi_\beta p_{x\beta} + \psi = 0 \quad (\alpha \neq \beta = 2, 3, \dots n)$$

où ξ, ψ sont des fonctions de $x, x_1, \dots, x_n$; $p_1, \dots, p_n$; les indices en caractères grecs $\alpha, \beta, \dots$ étant des indices de Sommation et $[x \beta]$ désignant que la Sommation s'étend à toutes les combinaisons de deux indices α, β .

Le sous-faisceau caractéristique S qui correspond à (2), aura alors pour base les transformations

$$\begin{aligned} Kf &= X_1 f + \xi_x X_x f - (X_1 \Phi - \xi_x X_x \Phi) P_{11} f - X_x \Phi P_{1x} f \\ K_{ii} f &= P_{ii} f - \xi_i P_{1i} f + \xi_i^2 P_{11} f \\ K_{ij} f &= P_{ij} f - \xi_j P_{1i} f - \xi_i P_{1j} f + 2\xi_i \xi_j P_{11} f \\ &\quad (x, i, j = 2, 3, \dots n; i \neq j). \end{aligned}$$

2. Formules de structure du sous-faisceau caractéristique S. — D'après la construction de S, Φ est un invariant commun à toutes les transformations de ce faisceau. D'autre part, les quantités

$$\rho_i = p_{1i} + \xi_x p_{xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi_i} \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n)$$

demeurent invariantes par les transformations K_{ii}, K_{ij} de S, puisqu'on a identiquement

$$K_{ii} \rho_h = K_{ij} \rho_h = 0 \quad (i, j, h = 2, 3, \dots n; i \neq j).$$

Ceci nous conduit à effectuer un changement de variables en prenant $\Phi, \rho_2, \dots, \rho_n$ à la place de $p_{11}, p_{12}, \dots, p_{1n}$ et en gardant toutes les autres variables. On a d'abord

$$(3) \quad Xf = X_1 f + \xi_x X_x f = Nf + \rho_x M_x f \quad (\alpha = 2, 3, \dots n)$$

⁽¹⁾ Sur les intégrales complètes et sur les caractéristiques des équations aux dérivées partielles du second ordre à une fonction inconnue et n variables indépendantes : *Comptes rendus de l'Académie des Sciences d'Athènes*, 5, 1930, p. 424 (voir notamment n° 10).

On garde dans cette *Première Partie*, autant que possible, toutes les notations de ce travail, que l'on convient de désigner désormais, pour abrégé, par le symbole V.

avec

$$Nf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + (p_1 + \xi_\alpha p_\alpha) \frac{\partial f}{\partial x} - \psi \frac{\partial f}{\partial p_1};$$

$$M_{if} = \frac{\partial f}{\partial p_i} - \xi_i \frac{\partial f}{\partial p_1}; \quad (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

En outre, on obtient

$$(4) \quad K_{\rho i} = -X_i \Phi + p_{ix} X_\alpha \xi_\alpha \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

Or, on a

$$X_i f = N_i f + p_{ix} M_\alpha f \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

où l'on a posé

$$N_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} + \rho_i \frac{\partial f}{\partial p_1};$$

il s'en suit

$$X_i \Phi = 2\rho_\alpha N_i \xi_\alpha + N_i \psi + p_{ix} (2\rho_\beta M_\alpha \xi_\beta + M_\alpha \psi) \quad (\alpha, \beta, i = 2, 3, \dots n).$$

A cause de (3) on a encore

$$X \xi_i = N \xi_i + \rho_\alpha M_\alpha \xi_i \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

Donc la formule (4) devient

$$K_{\rho i} = - (2\rho_\alpha N_i \xi_\alpha + N_i \psi) + p_{ix} [N \xi_\alpha - M_\alpha \psi + \rho_\beta (M_\beta \xi_\alpha - 2M_\alpha \xi_\beta)]$$

$$(\alpha, \beta, i = 2, 3, \dots n).$$

Ainsi la transformation Kf peut s'écrire

$$(5) \quad Kf = Nf + \rho_\alpha M_\alpha f + \left\{ - (2\rho_\beta N_\alpha \xi_\beta + N_\alpha \psi) \right. \\ \left. + p_{\alpha\beta} [N \xi_\beta - M_\beta \psi + \rho_\gamma (M_\gamma \xi_\beta - 2M_\beta \xi_\gamma)] \right\} R_\alpha f \quad (\alpha, \beta, \gamma = 2, 3, \dots n)$$

avec

$$R_i f = \frac{\partial f}{\partial \rho_i}.$$

Les autres transformations de S deviennent

$$(6) \quad K_{ih} f = P_{ih} f \quad (i, h = 2, 3, \dots n).$$

Donc S se trouve avoir comme base les transformations (5), (6).

Les particularités de l'intégration de l'équation (2) dépendent de la nature du sous-faisceau caractéristique S. Il faut donc former

la structure de S , ainsi que, éventuellement, celle des faisceaux dérivés de S .

Mais la base de S étant ramenée à la forme (5), (6), la structure de S s'obtient immédiatement

$$(7) \quad (K_{ij}, K) = [N\xi_j - M_j\psi + \rho_\alpha(M_\alpha\xi_j - 2M_j\xi_\alpha)]R_{if} \quad ; \quad (K_{ij}, K_{hk}) = 0 \\ (\alpha, i, j, h, k = 2, 3, \dots n).$$

Deux cas sont à distinguer : suivant que les coefficients de R_{if} , qui figurent dans les seconds membres de (7), sont tous identiquement nuls, ou ne le sont pas tous.

3. Cas où le faisceau S admet le nombre maximum d'invariants. — On va d'abord examiner le premier cas ; il faut que l'on ait identiquement

$$N\xi_i - M_i\psi + \rho_\alpha(M_\alpha\xi_i - 2M_i\xi_\alpha) = 0 \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

Les quantités N, M, ξ, ψ ne dépendant pas des variables $\rho_2, \dots, \rho_n$, ces relations ne peuvent être identiquement vérifiées que si ξ, ψ satisfont aux équations

$$N\xi_i - M_i\psi = 0 ; M_j\xi_i - 2M_i\xi_j = 0 \quad (i, j = 2, 3, \dots n),$$

qui sont équivalentes aux $n(n - 1)$ équations

$$(8) \quad N\xi_i - M_i\psi = 0 ; \quad (9) \quad M_i\xi_j = 0 \quad (i, j = 2, 3, \dots n).$$

Si ces conditions sont vérifiées, le sous-faisceau caractéristique S est complet, et réciproquement. On peut trouver la forme générale des équations (2), pour lesquelles S admet le nombre maximum d'invariants. Pour cela il suffit d'intégrer de la façon la plus générale le système d'équations aux dérivées partielles (8), (9) où ξ, ψ sont des fonctions inconnues des variables indépendantes $x, x_1, \dots, x_n ; p_1, \dots, p_n$.

Tenons compte d'abord des équations (9) ; elles montrent que le faisceau

$$(10) \quad M_{if} (i = 2, 3, \dots n)$$

est un faisceau complet. Il admet donc $n + 2$ invariants indépendants. Ces invariants seront $x, x_1, \dots, x_n$ et une fonction $\xi_0(x, x_1, \dots, x_n ; p_1, \dots, p_n)$ qui dépendra nécessairement des p . De plus les $\xi_2, \dots, \xi_n$ sont

aussi des invariants du faisceau (10), à cause des relations (9) ; donc ce sont des fonctions de $x, x_1, \dots, x_n, \xi_0$:

$$(11) \quad \xi_i = \theta_i(\xi_0; x, x_1, \dots, x_n) \quad (i = 2, 3, \dots, n).$$

Mais alors la quantité $p_1 + \xi_\alpha p_\alpha$ ($\alpha = 2, 3, \dots, n$) est aussi un invariant de ce faisceau ; par conséquent elle ne dépendra, également, que de $x, x_1, \dots, x_n, \xi_0$. On a ainsi

$$(12) \quad p_1 + \theta_\alpha p_\alpha = \theta_0(\xi_0; x, x_1, \dots, x_n) \quad (\alpha = 2, 3, \dots, n).$$

Nous remarquerons que $\frac{\partial \xi_0}{\partial p_1}$ n'est pas nul, sans quoi les $\frac{\partial \xi_0}{\partial p_i}$ ($i = 2, 3, \dots, n$) le seraient aussi, à moins que tous les $\xi_2, \dots, \xi_n$ soient nuls ; mais dans ce cas on peut prendre p_1 à la place de ξ_0 .

Réciproquement, si l'on se donne la forme des θ , et si l'on définit ξ_0 par la relation (12), on aura

$$1 = \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial \xi_0} - p_\alpha \frac{\partial \theta_\alpha}{\partial \xi_0} \right) \frac{\partial \xi_0}{\partial p_1} ; \quad \theta_i = \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial \xi_0} - p_\alpha \frac{\partial \theta_\alpha}{\partial \xi_0} \right) \frac{\partial \xi_0}{\partial p_i} ; \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots, n) ;$$

de sorte que si les $\theta_0, \theta_2, \dots, \theta_n$ satisfont à la condition ⁽¹⁾

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial \xi_0} - p_\alpha \frac{\partial \theta_\alpha}{\partial \xi_0} \neq 0 \quad (\alpha = 2, 3, \dots, n),$$

le faisceau (10), défini par les relations (11), admet bien ξ_0 comme invariant, et par conséquent satisfait à la question.

Les $\xi_2, \dots, \xi_n$ étant définis de manière à satisfaire aux équations (9), les conditions (8) expriment que l'on a

$$(13) \quad (N, M_i) = 0 \quad (i = 2, 3, \dots, n).$$

On en déduit

$$NM_i \xi_0 - M_i N \xi_0 = 0, \quad (i = 2, 3, \dots, n),$$

et puisque ξ_0 est un invariant du faisceau (10), il s'ensuit

$$M_i N \xi_0 = 0 \quad (i = 2, 3, \dots, n).$$

Or, ceci exprime que $N \xi_0$ est aussi un invariant du faisceau (10), et par conséquent ce sera une fonction de $x, x_1, \dots, x_n, \xi_0$:

$$N \xi_0 = \theta(\xi_0; x, x_1, \dots, x_n),$$

⁽¹⁾ Cette condition exprime que (12) définit ξ_0 dans les conditions de régularité classiques.

ou

$$A\xi_0 - \psi \frac{\partial \xi_0}{\partial p_1} = \theta(\xi_0; x, x_1, \dots x_n) \quad (1)$$

avec

$$Af = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \xi_\alpha \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + (p_1 + \xi_\alpha p_\alpha) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (\alpha = 2, 3, \dots n),$$

ce qui définit ψ .

Si les $\xi_2, \dots \xi_n$ sont nuls et si $\xi_0 = p_1$, on a $A\xi_0 = 0$ et $\psi = -\theta(p_1; x, x_1, \dots x_n)$.

Et réciproquement : car, si cette condition est remplie, en prenant ξ_0 comme variable à la place de p_1 , on aura

$$Nf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \theta_\alpha \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + \theta_0 \frac{\partial f}{\partial x} + \theta \frac{\partial f}{\partial \xi_0}; \quad M_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i}; \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n),$$

et les coefficients de Nf ne dépendant que de ξ_0 , les conditions (13) sont vérifiées.

On a du reste, d'après ce qui précède,

$$\frac{\partial \xi_0}{\partial p_1} = \frac{1}{\frac{\partial \theta_0}{\partial \xi_0} - p_\alpha \frac{\partial \theta_\alpha}{\partial \xi_0}} \quad (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

On a ainsi la forme explicite des équations linéaires répondant à la question.

Tenant compte des relations (8), (9) la transformation (5) devient

$$(14) \quad Kf = Nf + \rho_\alpha M_\alpha f - (N_\alpha \psi + 2\rho_\beta N_\alpha \xi_\beta) R_\alpha f \quad (\alpha, \beta = 2, 3, \dots n);$$

et le sous faisceau caractéristique S aura alors comme base les transformations (6), (14). Cette forme simple de S met en évidence le nombre et la nature des invariants de ce faisceau. Ce nombre est $3n - 1$ et tous ces invariants (indépendants) de S doivent être des invariants de la transformation (14), car les $p_{22}, p_{23}, \dots p_{nn}$ ne figurent pas dans (14). D'autre part, ces invariants ne seront pas tous du second ordre. En effet, les invariants du faisceau

$$(15) \quad Nf, M_i f \quad (i = 2, 3, \dots n),$$

(¹) Dans Af on remplace $\xi_2, \dots \xi_n$; $p_1 + \xi_\alpha p_\alpha$ par leurs valeurs tirées des formules (11), (12).

sont encore des invariants de la transformation (14), et par suite, des invariants du sous-faisceau caractéristique S. Or, le faisceau qui vient d'être défini est un faisceau complet ; c'est ce qu'expriment précisément les relations (8), (9). Il admet donc le nombre maximum d'invariants, qui est $n + 1$. Ces invariants ne dépendant que de variables $x, x_1, \dots, x_n ; p_1, \dots, p_n$ seront dès lors tous du premier ordre.

Réciproquement, les invariants du premier ordre de S sont les invariants (indépendants) du faisceau (15), et s'il y en a $n + 1$, ce faisceau est complet ; de sorte que les conditions (8), (9) sont vérifiées et que le sous faisceau caractéristique S est aussi un faisceau complet.

On arrive ainsi à la conclusion suivante :

Si le sous faisceau caractéristique S admet le nombre maximum d'invariants, ce nombre sera $3n - 1$ et ces invariants indépendants de S seront les $3n - 1$ invariants principaux de la transformation (14). Au nombre de ces $3n - 1$ invariants de S il en figure $n + 1$ du premier ordre, qui constituent le système fondamental d'invariants du faisceau (15).

Les trajectoires des transformations de ce dernier faisceau servent à engendrer les multiplicités intégrales, prolongées au premier ordre, de l'équation (2) ; c'est pourquoi ce faisceau sera dit désormais le *faisceau caractéristique du premier ordre de l'équation (2)* ⁽¹⁾.

Nous verrons plus tard comment on pourrait utiliser les invariants de S pour former l'intégrale générale de l'équation proposée.

4. Cas où S n'admet pas le nombre maximum d'invariants. — Nous allons maintenant étudier le cas où les coefficients de R_i , qui figurent dans les seconds membres de (7), ne s'annulent pas en même temps. Les crochets (7) introduisent alors les transformations nouvelles

$$R_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i} \quad (i = 2, 3, \dots, n),$$

et il s'ensuit que les invariants de S, s'il en existe, ne peuvent plus être que du premier ordre.

⁽¹⁾ Cf. E. VESSIOT, *Sur une théorie nouvelle des problèmes généraux d'intégration* : Bulletin de la Société Mathématique de France, 52, 1924, p. 394.

Le premier faisceau dérivé de S' de S aura ainsi comme base les transformations

$$S' : Kf = Nf + \rho_\alpha M_\alpha f ; \quad R_i f = \frac{\partial f}{\partial \rho_i} ; \quad K_{ij} f = P_{ij} f ; \quad (i, j = 2, 3, \dots n) ;$$

il sera de degré $m + n - 1$; $m = 1 + \frac{n(n-1)}{2}$ étant le degré de S . Les seuls crochets non identiquement nuls de la structure de S' sont

$$(R_i, K) = M_i f \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

On en déduit que S' ne peut être un faisceau complet, et la structure de ce faisceau introduit donc les $n - 1$ transformations nouvelles $M_i f$. On est ainsi conduit à construire le second dérivé S'' de S ; il aura comme base les $m + 2(n - 1)$ transformations

$$S'' : \quad Nf ; \quad M_i f ; \quad R_i f ; \quad P_{ij} f ; \quad (i, j = 2, 3, \dots n).$$

On en conclut que les coefficients des transformations N , M_i ne renfermant pas les dérivées secondes, le système fondamental d'invariants de S'' sera identique à celui du faisceau F_s du premier ordre, qui a comme base les n transformations

$$F_s : \quad Nf ; \quad M_i f \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

S'il y a un invariant qui ne soit pas d'ordre zéro, le faisceau M_i est complet. Donc si le faisceau M_i n'est pas complet, il ne peut y avoir que des invariants d'ordre zéro ⁽¹⁾. Si J est un invariant du premier ordre ou d'ordre zéro, on a l'identité

$$(16) \quad \left(\frac{\partial J}{\partial x_\alpha} + p_\alpha \frac{\partial J}{\partial x} \right) M_\alpha f - \frac{\partial J}{\partial p_1} Nf = [J, f] \quad (\alpha = 2, 3, \dots n),$$

et si un de J , soit J_1 , est effectivement du premier ordre, le faisceau F_s peut ainsi se définir par

$$F_s : \quad [J_1, f], \quad \frac{\partial (J_1, f)}{\partial (p_1, p_i)} \quad (i = 2, 3, \dots n),$$

⁽¹⁾ Les invariants d'ordre zéro de F_s sont les invariants du faisceau : $Af, \frac{\partial f}{\partial p_i}$ ($i = 1, 2, \dots n$) ; en discutant ce dernier faisceau on trouve que le nombre maximum d'invariants d'ordre zéro de F_s , et par suite de S , est $n - 1$.

car on peut toujours supposer $\frac{\partial J_1}{\partial p_1} \neq 0$. Les invariants du premier ordre sont donc des fonctions de la forme

$$f = \omega(J_1; x, x_1, \dots x_n)$$

satisfaisant à l'équation

$$[J_1, f] = 0.$$

Supposons qu'il y en ait un, distinct de J_1 , soit J_2 . D'après l'identité (16), l'équation

$$[J_2, f] = 0$$

est une conséquence de

$$Nf = 0, \quad M_i f = 0 \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

Elle sera donc vérifiée par tout autre invariant du premier ordre (Il n'est pas exclu ici que J_2 soit d'ordre zéro). Donc tout système fondamental d'invariants du premier ordre (ou d'ordre zéro) est formé de fonctions $J_1, J_2, \dots$ deux à deux en involution. S'il y a n de ces fonctions, il en existe une $(n + 1)$ — ième J_0 , telle que l'on ait

$$[J_i, J_0] = 0, \quad (i = 1, 2, \dots n);$$

et, d'après ce qui précède, c'est encore un invariant du premier ordre si l'on a

$$J_0 = \omega(J_1; x, x_1, \dots x_n).$$

Or, les $n + 1$ fonctions J étant deux à deux en involution, on peut trouver, et d'une seule manière, n fonctions I des variables $x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n$, telles que les formules

$$y_0 = J_0; \quad y_i = J_i; \quad q_i = I_i; \quad (i = 1, 2, \dots n)$$

définissent une transformation de contact ⁽¹⁾. Donc J_0 est fonction de $J_1, \dots J_n, x, x_1, \dots x_n$; et comme $J_2, \dots J_n$ sont fonctions de $J_1, x, x_1, \dots, x_n$, il en est de même de J_0 .

Donc s'il y a n invariants du premier ordre, il y en a $n + 1$.

⁽¹⁾ On désigne par ce nom la transformation qui laisse invariant le faisceau

$$Y_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x}; \quad P_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i}; \quad (i = 1, 2, \dots n).$$

(voir E. VESSIOT, *Sur l'intégration des faisceaux de transformations infinitésimales dans le cas où le degré du faisceau étant n , celui du faisceau dérivé est $n + 1$* . Annales de l'Ecole Normale Supérieure (3), XLV, p. 218-227).

5. Détermination des invariants de S. Intégration de l'équation. —

Plaçons-nous dans le cas, le plus intéressant, où le sous-faisceau caractéristique S admet le nombre maximum d'invariants ; et cherchons à déterminer d'abord, les invariants du premier ordre de S. D'après le résultat du n° 3, ces invariants seront ceux du faisceau

$$Nf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \theta_\alpha \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + \theta_0 \frac{\partial f}{\partial x} + \theta \frac{\partial f}{\partial \xi_0} ; \quad M_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i} ; \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

Or, la transformation Nf ne renfermant pas les variables $p_2, \dots p_n$, ces invariants seront des invariants fondamentaux de Nf. Ils seront donc de la forme

$$J_k(\xi_0 ; x, x_1, \dots x_n) \quad (k = 0, 1, \dots n) \quad (1).$$

Au moyen des $n + 1$ invariants du premier ordre, on peut former l'intégrale générale de l'équation en question. En effet, soit M' une multiplicité quelconque à $n - 1$ dimensions tracée sur une multiplicité intégrale quelconque M. Sur M', n quelconques des invariants J deviennent fonctions de $n - 1$ variables indépendantes ; et par suite il existe sur M' deux relations

$$(17) \quad J_0 = \varphi(J_2, \dots J_n), \quad J_1 = \pi(J_2, \dots J_n)$$

qui sont identiquement vérifiées. Mais les J restant constants sur les caractéristiques issues des divers points de M', qui engendrent M, ces relations sont aussi vérifiées sur M. *En éliminant ξ_0 entre les équations (17), on a donc l'équation de la surface intégrale de l'équation proposée.* De plus les fonctions φ et π peuvent être choisies quelconques ; car si $J_0, J_1, \dots J_n$ sont respectivement les invariants fondamentaux relatifs à $p_1, x, x_2 \dots x_n$ (pour $x_1 = x_0$ valeur numérique arbitraire) les fonctions φ et π sont celles qui interviennent dans les données du problème de CAUCHY

$$p_1 = \varphi(x_2, \dots x_n), \quad x = \pi(x_2, \dots x_n) \quad (\text{pour } x_1 = x_0).$$

Du fait que, sur toute multiplicité intégrale M, on a une relation entre n invariants du premier ordre, résulte aussi la formation, par différentiations, des invariants du second ordre ; car on a alors sur M,

$$X_i J_0 = \frac{\partial \varphi}{\partial J_x} X_i J_x \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n),$$

(1) On peut supposer que ξ_0 est l'un des invariants.

d'où on tire

$$\frac{\partial \varphi}{\partial J_i} = \pm \frac{\Delta_i}{\Delta_0} \quad (i = 2, 3, \dots n),$$

Δ_0 et les Δ_i étant les déterminants tirés du tableau

$$\| X_i J_0, X_i J_2, \dots X_i J_n \| \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

Les $\frac{\partial \varphi}{\partial J_i}$ sont des constantes sur les caractéristiques tracées sur toute multiplicité intégrale, et par conséquent les $\frac{\Delta_i}{\Delta_0}$ sont des constantes sur toutes les caractéristiques tracées sur des multiplicités intégrales. Si l'on admet que ce sont toutes les caractéristiques possibles, on en conclut que ce sont les $n - 1$ invariants du second ordre ⁽¹⁾. Ce raisonnement prouve que s'il y a n invariants du premier ordre, il y a des invariants du second ordre et par conséquent (nos 3, 4) le sous faisceau caractéristique S est complet ; et il y a $n + 1$ invariants du premier ordre. Donc, si le sous faisceau caractéristique n'est pas complet, il y a au plus $n - 1$ invariants du premier ordre ; ce qui est bien d'accord avec le résultat du n° 4. En ce qui concerne le calcul des Δ , comme les J sont des invariants du faisceau $M_i f$, on a

$$X_i J = N_i J = Y_i J + p_i P_1 J \quad (i = 2, 3, \dots n)$$

avec

$$Y_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x}; \quad P_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i};$$

et comme J ne dépend de p_1 que par l'intermédiaire de ξ_0 , on a

$$P_1 J = \frac{\partial J}{\partial \xi_0} P_1 \xi_0.$$

On décomposera donc les Δ en somme de déterminants, en décom-

⁽¹⁾ En partant de la relation $J_1 = \pi(J_2, \dots, J_n)$ on trouve $n - 1$ nouveaux invariants du second ordre, indépendants entre eux et indépendants des précédents. Il est facile de montrer que l'on n'obtient pas des invariants indépendants de ceux-ci, en prenant n autres invariants J . En effet, si l'on part de la relation $J_0 = \omega(J_1, J_2, \dots, J_{h-1}, J_{h+1}, \dots, J_n)$ on aura les identités

$$\frac{\partial \varphi}{\partial J_h} = \frac{\partial \omega}{\partial J_1} \frac{\partial \pi}{\partial J_h}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial J_i} = \frac{\partial \omega}{\partial J_i} + \frac{\partial \omega}{\partial J_1} \frac{\partial \pi}{\partial J_i} \quad (i = 2, 3, \dots h-1, h+1, \dots n);$$

donc les invariants correspondant à ω se déduisent de ceux qui correspondent à φ et π .

posant chaque colonne, et il ne restera que ceux qui contiennent une colonne de ρ ou aucune. Les Δ sont donc des fonctions linéaires des ρ . Par exemple Δ_0 est la somme du déterminant

$$\delta_0 = | Y_i J_2 \cdots Y_i J_n | \quad (i = 2, 3, \dots n)$$

et de ceux qu'on en déduit en remplaçant successivement chaque colonne par une colonne correspondante :

$$\rho_2 P_1 J_i, \dots \rho_n P_1 J_i \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

Quant à la formation des invariants, on remarquera que si $J_2, \dots J_n$ sont les invariants fondamentaux (pour $x_1 = x_0$) relatifs à $x_2, \dots x_n$; J_1 est celui qui est relatif à x , et J_0 celui qui est relatif à p_1 ; on a pour $x_1 = x_0$,

$$X_i J_1 = p_i; \quad X_i J_i = 1; \quad X_i J_j = 0; \quad X_i J_0 = p_{1i}; \quad (i \neq j = 2, 3, \dots n).$$

Donc δ_0 se réduit à 1, et les invariants construits avec J_1 sont les invariants fondamentaux relatifs aux p_i ; tandis que ceux construits avec J_0 sont les invariants fondamentaux relatifs aux p_{1i} .

On pourrait aussi écrire

$$N_i J = \frac{\partial J}{\partial \xi_0} N_i \xi_0 + \bar{Y}_i J \quad (i = 2, 3, \dots n)$$

le surligne indiquant que ξ_0 est traité comme constante; la colonne de $N_i \xi_0$ remplacerait, dans ce qui précède, la colonne des ρ_i .

On pourrait enfin supposer $\xi_0 = J_0$, par exemple, et une simplification se produirait du fait que les $\bar{Y}_i J_0$ seraient nuls; chaque Δ_i se réduirait à un seul déterminant obtenu en remplaçant dans le déterminant des $\bar{Y}_j J_i$ ($i, j = 2, 3, \dots n$) la colonne de rang i par la colonne des

$$\frac{\partial J_i}{\partial \xi_0} N_\alpha \xi_0 (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

La vérification est simple; on a

$$(K, N_i) = - N_i \xi_x N_\alpha f + N_i (N_\alpha \psi + 2 \beta N_\alpha \xi_\beta) R_\alpha f \quad (x, \beta, i = 2, 3, \dots n),$$

Kf étant la transformation (14). On en déduit

$$KN_i J = - N_i \xi_\alpha N_\alpha J \quad (x, i = 2, 3, \dots n)$$

puisque les J sont des invariants de Kf . Donc pour tout déterminant du type

$$\Delta \neq |N_2 J_i \cdots N_n J_i| \quad (i = 2, 3, \dots n)$$

où $J_2, \dots J_n$ sont $n - 1$ invariants quelconques, on a

$$K\Delta = -\Delta N_\alpha \xi_\alpha \quad (\alpha = 2, 3, \dots n);$$

d'où l'invariance du quotient de deux Δ par la transformation Kf .

Il est enfin à remarquer que la connaissance d'un seul invariant du premier ordre détermine l'équation. En effet, les équations

$$NJ = 0, M_i J = 0 \quad (i = 2, 3, \dots n)$$

où J est un invariant du premier ordre, déterminent bien ξ, ψ , puisque l'on peut toujours s'arranger de manière que l'on ait $P_1 J \neq 0$.

6. Exemple. — Plaçons nous dans le cas où $n = 3$ et cherchons à intégrer l'équation linéaire du second ordre à caractéristiques doubles pour laquelle le faisceau caractéristique du premier ordre admet l'invariant

$$J_3 = x_3 + \frac{1}{p_3}(x_1 p_1 + x_2 p_2).$$

On doit avoir identiquement

$$(18) \quad M_2 J_3 = \frac{x_2}{p_3} - \xi_2 \frac{x_1}{p_3} = 0, \quad M_3 J_3 = -\frac{1}{p_3^2}(x_1 p_1 + x_2 p_2) - \xi_2 \frac{x_1}{p_3} = 0$$

d'où

$$\xi_2 = \frac{x_2}{x_1}, \quad \xi_3 = -\frac{1}{x_1} \frac{1}{p_3}(x_1 p_1 + x_2 p_2)$$

En outre on doit avoir aussi identiquement

$$(19) \quad NJ_3 = \frac{p_1}{p_3} + \xi_2 \frac{p_2}{p_3} + \xi_3 - \psi \frac{x_1}{p_3} = 0,$$

et puisque, à cause des valeurs déjà trouvées de ξ_2, ξ_3 ,

$$p_1 + \xi_2 p_2 + \xi_3 p_3 = 0$$

on en déduit

$$\psi = 0.$$

L'équation à intégrer est donc

$$(20) \quad p_{11} + 2 \frac{x_2}{x_1} p_{12} - 2 \frac{1}{x_1} \frac{1}{p_3} (x_1 p_1 + x_2 p_2) p_{13} + \frac{x_2^2}{x_1^2} p_{22} \\ + \frac{1}{x_1^2} \frac{1}{p_3^2} (x_1 p_1 + x_2 p_2)^2 p_{33} - 2 \frac{x_2}{x_1^2} \frac{1}{p_3} (x_1 p_1 + x_2 p_2) p_{23} = 0$$

et le faisceau F_s devient ici

$$F_s : \quad Nf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \frac{x_2}{x_1} \frac{\partial f}{\partial x_2} - \frac{1}{x_1} \frac{1}{p_3} (x_1 p_1 + x_2 p_2) \frac{\partial f}{\partial x_3}, \\ M_2 f = \frac{\partial f}{\partial p_2} - \frac{x_2}{x_1} \frac{\partial f}{\partial p_1}, \quad M_3 f = \frac{\partial f}{\partial p_3} + \frac{1}{x_1} \frac{1}{p_3} (x_1 p_1 + x_2 p_2) \frac{\partial f}{\partial p_1}.$$

Ce faisceau est complet, puisqu'on a identiquement

$$M_2 \xi_2 = 0, \quad M_2 \xi_3 = -\frac{x_2}{x_1} \frac{1}{p_3} + \frac{x_2}{x_1} \frac{1}{p_3} = 0, \quad M_3 \xi_2 = 0, \\ M_3 \xi_3 = -\frac{1}{x_1} \frac{1}{p_3^2} (x_1 p_1 + x_2 p_2) + \frac{1}{x_1} \frac{1}{p_3^2} (x_1 p_1 + x_2 p_2) = 0, \\ N \xi_2 = -\frac{x_2}{x_1^2} + \frac{x_2}{x_1^2} = 0, \quad N \xi_3 = \frac{x_2}{x_1^2} \frac{p_2}{p_3} - \frac{x_2}{x_1^2} \frac{p_2}{p_3} = 0.$$

En introduisant comme variable nouvelle J_3 à la place de p_1 et en tenant compte des relations (18), (19), le faisceau F_s se trouve avoir comme base

$$F_s : Nf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \frac{x_2}{x_1} \frac{\partial f}{\partial x_2} - \frac{1}{x_1} (J_3 - x_3) \frac{\partial f}{\partial x_3}, \quad M_2 f = \frac{\partial f}{\partial p_2}, \quad M_3 f = \frac{\partial f}{\partial p_3}.$$

Les 4 invariants de F_s seront les 4 invariants principaux de la transformation Nf ,

$$J_0 = x, \quad J_1 = \frac{J_3 - x_3}{x_1}, \quad J_2 = \frac{J_3 - x_3}{x_2}, \quad J_3 = x_3 + \frac{1}{p_3} (x_1 p_1 + x_2 p_2)$$

et la surface intégrale de l'équation (20) s'obtiendra donc en éliminant J_3 entre les deux équations

$$x = \varphi \left(\frac{J_3 - x_3}{x_2}, J_3 \right), \quad \frac{J_3 - x_3}{x_1} = \pi \left(\frac{J_3 - x_3}{x_2}, J_3 \right)$$

φ , π désignant deux fonctions arbitraires.

II. — ÉQUATIONS LINÉAIRES DU SECOND ORDRE
A DEUX SYSTÈMES DE CARACTÉRISTIQUES

7. Transformations de base des sous-faisceaux caractéristiques. — Examinons maintenant le cas où il existe deux sous faisceaux caractéristiques distincts. On a alors affaire à une équation de la forme

$$(21) \quad \Phi = p_{11} + (\xi_x + \eta_x)p_{1x} + \xi_x\eta_x p_{xx} + (\xi_x\eta_\beta + \xi_\beta\eta_x)p_{[x\beta]} + \psi = 0 \\ (x \neq \beta = 2, 3, \dots n),$$

les ξ, η, ψ ne dépendant que de $x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n$ ⁽¹⁾.

Les deux sous faisceaux caractéristiques S_1 et S_2 ont comme base

$$S_1 \begin{cases} Kf = X_1 + \eta_x X_x - (X_1\Phi - \xi_x X_x\Phi)P_{11} - X_x\Phi P_{1x}; \\ K_{uf} = P_u - \xi_i P_{1i} + \xi_i^2 P_{11}; \\ K_{ij}f = P_{ij} - \xi_j P_{1i} - \xi_i P_{1j} + 2\xi_i\xi_j P_{11}; \end{cases} \\ S_2 \begin{cases} \Lambda f = X_1 + \xi_x X_x - (X_1\Phi - \eta_x X_x\Phi)P_{11} - X_x\Phi P_{1x}; \\ \Lambda_{if} = P_{ii} - \eta_i P_{1i} + \eta_i^2 P_{11}; \\ \Lambda_{ij}f = P_{ij} - \eta_j P_{1i} - \eta_i P_{1j} + 2\eta_i\eta_j P_{11}; \end{cases} \\ (x, i, j = 2, 3, \dots n; i \neq j).$$

X, P conservant la même signification que dans le n° 1.

En introduisant comme variable nouvelle Φ à la place de p_{11} et en gardant les autres variables, ces faisceaux deviennent

$$S_1 \begin{cases} Kf = X_1 + \eta_x X_x - X_x\Phi P_{1x}; \\ K_{uf} = P_{ii} - \xi_i P_{1i}; \\ K_{ij}f = P_{ij} - \xi_j P_{1i} - \xi_i P_{1j}; \end{cases} \quad S_2 \begin{cases} \Lambda f = X_1 + \xi_x X_x - X_x\Phi P_{1x}; \\ \Lambda_{uf} = P_{ii} - \eta_i P_{1i}; \\ \Lambda_{ij}f = P_{ij} - \eta_j P_{1i} - \eta_i P_{1j}; \end{cases} \\ (x, i, j = 2, 3, \dots n; i \neq j).$$

Un calcul facile prouve que l'on a (mod F_0)

$$(K, \Lambda) \equiv 0, \quad (K, \Lambda_{ii}) \equiv 0, \quad (K, \Lambda_{ij}) \equiv 0, \quad (K_{ii}, \Lambda) \equiv 0, \quad (K_{ii}, \Lambda_{hh}) = 0, \\ (K_{ii}, \Lambda_{hk}) = 0, \quad (K_{ij}, \Lambda) \equiv 0, \quad (K_{ij}, \Lambda_{hh}) = 0, \quad (K_{ij}, \Lambda_{hk}) = 0, \\ (K_{ii}, K) \equiv \delta_i M_{if}, \quad (K_{ij}, K) \equiv \delta_j M_{if} + \delta_i M_{jf}, \quad (K_{pq}, K_{gh}) = 0, \\ (\Lambda, \Lambda_{ii}) \equiv \delta_i M_{if}, \quad (\Lambda, \Lambda_{ij}) \equiv \delta_j M_{if} + \delta_i M_{jf}, \quad (\Lambda_{pq}, \Lambda_{gh}) = 0, \\ (i, j, h, k, p, q, g = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j; \quad h \neq k),$$

où l'on a posé

$$M_{if} = \frac{\partial f}{\partial p_i} - \xi_i \frac{\partial f}{\partial p_1}, \quad M_{ij}f = \frac{\partial f}{\partial p_i} - \eta_i \frac{\partial f}{\partial p_1}, \quad \delta_i = \eta_i - \xi_i,$$

⁽¹⁾ V. n° 10.

F_0 désignant le faisceau associé de l'équation (21).

On en tire les conclusions suivantes :

1° Les deux sous faisceaux caractéristiques sont en involution réciproque.

2° Chacun d'eux ne peut être un faisceau complet que si les deux faisceaux sont confondus.

8. Invariants de S_1 (ou de S_2). — Recherchons les invariants indépendants de chacun de deux faisceaux S_1 et S_2 . Introduisons, à cet effet, comme variables

$$\rho_i = p_{1i} + \xi_{\alpha} p_{\alpha i} \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n),$$

à la place de $p_{12}, \dots, p_{1n}$ et gardons toutes les autres ; le faisceau S_1 se trouve avoir comme base

$$\begin{aligned} Kf &= Nf + \pi_{\alpha} M_{\alpha} f + \{ - [N_{\alpha} \psi + p_{\alpha\beta} M_{\beta} \psi + \rho_{\gamma} (N_{\gamma} \eta_{\gamma} + p_{\alpha\beta} M_{\beta} \eta_{\gamma}) \\ &\quad + \pi_{\gamma} (N_{\alpha} \xi_{\gamma} + p_{\alpha\beta} M_{\beta} \xi_{\gamma})] + p_{\alpha\gamma} (N_{\gamma} \xi_{\gamma} + \pi_{\beta} M_{\beta} \xi_{\gamma}) \} R_{\alpha} f \\ K_{ih} f &= P_{ih} f \quad (\alpha, \beta, \gamma, i, h = 2, 3, \dots n); \end{aligned}$$

où l'on a posé

$$\begin{aligned} Nf &= \frac{\partial f}{\partial x_1} + \eta_{\alpha} \frac{\partial f}{\partial x_{\alpha}} + (p_1 + \eta_{\alpha} p_{\alpha}) \frac{\partial f}{\partial x} - \psi \frac{\partial f}{\partial p_1}, \\ N_i f &= \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} + \rho_i \frac{\partial f}{\partial p_1}, \quad R_i f = \frac{\partial f}{\partial \rho_i}, \quad \pi_i = \rho_i + \delta_{\alpha} p_{\alpha i}, \\ &(\alpha = 2, 3, \dots n). \end{aligned}$$

Les crochets, non identiquement nuls, de la base de ce faisceau sont

$$\begin{aligned} (K_{ii}, K) &= \delta_i M_i f + K_{ii} (K \rho_{\alpha}) R_{\alpha} f \\ (K_i, K) &= \delta_i M_i f + \delta_i M_i f + K_{ii} (K \rho_{\alpha}) R_{\alpha} f, \\ &(\alpha, i, j = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j). \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned} K_{ii} (K \rho_i) &= A_i - \delta_i N_i \xi_i + (\rho_{\alpha} + \delta_{\beta} p_{\alpha\beta}) (M_{\alpha} \xi_i - M_i \xi_{\alpha}), \\ &(\alpha, \beta, i = 2, 3, \dots n; \quad \alpha, \beta \neq i), \\ K_{ij} (K \rho_i) &= -\delta_j [N_i \xi_j + p_{i\alpha} (M_{\alpha} \xi_j - M_j \xi_{\alpha})], \\ &(\alpha, i, j = 2, 3, \dots n; \quad \alpha, i \neq j), \\ K_{ij} (K \rho_i) &= A_j - \delta_i N_i \xi_j - \delta_j [N_i \xi_i + p_{i\alpha} (M_{\alpha} \xi_i - M_i \xi_{\alpha})] \\ &\quad + [\rho_{\beta} + \delta_{\alpha} p_{\alpha\beta}] (M_{\beta} \xi_j - M_j \xi_{\beta}), \\ &(\alpha, \beta, i, j = 2, 3, \dots n; \quad \alpha \neq i, \beta \neq j, i \neq j), \\ K_{jh} (K \rho_i) &= -\delta_j [N_i \xi_h + p_{i\beta} (M_{\beta} \xi_h - M_h \xi_{\beta})] - \delta_h [N_i \xi_j + p_{i\alpha} (M_{\alpha} \xi_j - M_j \xi_{\alpha})], \\ &(\alpha, \beta, i, j, h = 2, 3, \dots n; \quad \alpha \neq j; \quad \beta \neq h; \quad i \neq j \neq h). \end{aligned}$$

où l'on a posé pour abréger

$$\Lambda_i = N\xi_i - M_i\psi - \rho_\alpha M_i \eta_\alpha, \quad (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

Soit $\delta_2 \neq 0$, et posons $(K_{ij}, K) = T_{ij}f$; les transformations $T_{22}f, T_{23}f, \dots T_{2n}f$ sont indépendantes entre elles et indépendantes des transformations de base du faisceau S_1 . Considérons le faisceau

$$(\mathcal{C}_2) \quad T_{22}f, T_{23}f, \dots T_{2n}f;$$

on aura (mod $\mathcal{C}_2$)

$$M_2f \equiv -\frac{1}{\delta_2} K_{22}(K\rho_\alpha)R_\alpha f; \quad M_if \equiv \frac{1}{\delta_2^2} [\delta_i K_{22}(K\rho_\alpha) - \delta_2 K_{2i}(K\rho_\alpha)]R_\alpha f; \\ (\alpha = 2, 3, \dots n; \quad i = 3, 4, \dots n).$$

D'où (mod $\mathcal{C}_2$)

$$T_{ii}f \equiv \frac{1}{\delta_2^2} [\delta_i^2 K_{22}K(\rho_\alpha) - \delta_2 \delta_i K_{2i}(K\rho_\alpha) + \delta_2^2 K_{ii}(K\rho_\alpha)]R_\alpha f \\ T_{ij}f \equiv \frac{1}{\delta_2^2} [2\delta_i \delta_j K_{22}(K\rho_\alpha) - \delta_2 \delta_j K_{2i}(K\rho_\alpha) - \delta_2 \delta_i K_{2j}(K\rho_\alpha) + \delta_2^2 K_{ij}(K\rho_\alpha)]R_\alpha f \\ (\alpha = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j = 3, 4, \dots n).$$

Pour que le dérivé S'_1 soit de degré $\frac{n(n+1)}{2}$, il sera nécessaire et suffisant que l'on ait les égalités

$$\delta_i^2 K_{22}(K\rho_h) - \delta_2 \delta_i K_{2i}(K\rho_h) + \delta_2^2 K_{ii}(K\rho_h) = 0 \\ 2\delta_i \delta_j K_{22}(K\rho_h) - \delta_2 \delta_j K_{2i}(K\rho_h) - \delta_2 \delta_i K_{2j}(K\rho_h) + \delta_2^2 K_{ij}(K\rho_h) = 0 \\ (h = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j = 3, 4, \dots n);$$

c'est à-dire que si l'on pose $K_{ij}(K\rho_h) = k_{ij/h}$ il sera nécessaire et suffisant que l'on ait pour tout système de valeurs des indices

$$\delta_i^2 k_{ij/h} - \delta_i \delta_j k_{ii/h} + \delta_j^2 k_{ii/h} = 0 \\ 2\delta_i \delta_j k_{ik/h} - \delta_j \delta_k k_{ik/h} - \delta_i \delta_k k_{jk/h} + \delta_k^2 k_{ij/h} = 0;$$

ce qui entraîne les relations

$$M_i \xi_j - M_j \xi_i = 0; \quad \delta_j M_i \eta_k - \delta_i M_j \eta_k = 0; \quad \delta_j (N\xi_i - M_i \psi) - \delta_i (N\xi_j - M_j \psi) = 0 \\ (i, j, k = 2, 3, \dots n).$$

Ce sont les conditions nécessaires et suffisantes, que ξ, η, ψ doivent satisfaire, pour que le faisceau S'_1 soit de degré $\frac{n(n+1)}{2}$. Cela, sous la seule hypothèse que les δ_i ne sont pas tous nuls,

c'est-à-dire que les deux systèmes de caractéristiques sont distincts.

Je dis qu'il ne peut pas y avoir plus de $2n - 1$ invariants. En effet, le faisceau S'_1 contient certainement, sous l'hypothèse $\delta_i \neq 0$ (pour une valeur particulière quelconque de i , par exemple $i = 2$), des transformations de la forme

$$K'f = Nf + \lambda_\alpha R_\alpha f, \quad M'_i f = M_i f + \lambda_{i\alpha} R_\alpha f \quad (\alpha = 2, 3, \dots, n),$$

donc le crochet (K', M'_i) sera de la forme

$$(K', M'_i) = -\delta_i \frac{\partial f}{\partial x} + \sigma_i \frac{\partial f}{\partial p_1} + \tau_{i\alpha} \left(\frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + p_\alpha \frac{\partial f}{\partial x} \right) + \psi_{i\alpha} R_\alpha f \\ (\alpha = 2, 3, \dots, n),$$

ce qui, pour $\delta_i \neq 0$, ne peut pas appartenir au faisceau S'_1 . Le second dérivé de S_1 est donc de degré $\frac{n(n+1)}{2} + 1$ au moins. *Donc le faisceau S_1 admet au plus $2n - 1$ invariants.*

III. — ÉQUATIONS NON LINÉAIRES DU SECOND ORDRE A CARACTÉRISTIQUES DOUBLES

9. Cas du nombre maximum d'invariants ; résultats de M. Vessiot.

— L'objet de ce paragraphe est l'étude de certains types d'équations non linéaires aux dérivées partielles du second ordre à une fonction inconnue de n variables indépendantes à caractéristiques de MONGE doubles.

On commence par rappeler quelques résultats connus, dus à M. VESSIOT.

Les équations du second ordre à caractéristiques doubles proviennent de l'élimination de ξ entre les équations

$$(22) \quad \Phi = \Pi + \Omega(\xi_2, \dots, \xi_n; x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n) = 0$$

$$(23) \quad \frac{\partial \Pi}{\partial \xi_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = 0 \quad (i = 2, 3, \dots, n)$$

avec

$$\Pi = p_{11} + 2\xi_\alpha p_{1\alpha} + \xi_\alpha^2 p_{\alpha\alpha} + 2\xi_\alpha \xi_\beta p_{[\alpha\beta]} \quad (\alpha \neq \beta = 2, 3, \dots, n) \quad (1);$$

(1) V. n° 10.

elles et indépendantes des G_i , S n'est un faisceau complet que si les conditions suivantes sont satisfaites :

$$(27) \quad G_i = 0 \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

Ce sont bien, aux notations près, les équations de M. VESSIOT ⁽¹⁾.

10. Cas où S n'admet pas le nombre maximum d'invariants. — Gardons les notations du n° 9 et examinons le cas où une au moins de quantités G_i n'est pas nulle. Les crochets (26) introduisent alors les $n - 1$ transformations nouvelles $\Xi_i f$ et le premier dérivé de S aura donc pour base les $m + n - 1$ ($m = \frac{n(n-1)}{2} + 1$ étant le degré de S) transformations

$$S' : Xf = Y_1 f + \xi_x Y_x f + \left(\frac{1}{2} \xi_x \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_x} - \Omega \right) P_1 f - \frac{1}{2} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_x} P_x f ; \Xi_i f = \frac{\partial f}{\partial \xi_i} ;$$

$$K_{ij} f = \frac{\partial f}{\partial p_{ij}} ; \quad (x, i, j = 2, 3, \dots n) ;$$

avec

$$P_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i}.$$

On en conclut que s'il y a des invariants, ils ne peuvent être que du premier ordre. En outre, comme les coefficients de Kf ne renferment pas les variables p_{ij} , tous les invariants de S' doivent être des invariants du faisceau F_s ayant pour base les n transformations $K/\Xi_i f$. Donc on n'a plus affaire qu'au faisceau F_s . Les formules de structure de F_s sont

$$(\Xi_i, K) = Y_i f - \frac{1}{2} c_{ix} M_x f - \frac{1}{2} c_i P_1 f \quad (x, i = 2, 3, \dots n).$$

Désignons par $\Lambda_i f$ ces dernières transformations infinitésimales ; elles sont indépendantes entre elles.

Le premier dérivé de F_s a pour base les $2n - 1$ transformations F'_s :

$$Xf ; \Lambda_i f ; \Xi_i f \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

Les crochets non identiquement nuls et non congrus à zéro (mod F'_s) de la structure de F'_s sont

$$(\Lambda_i, \Xi_j) = \frac{1}{2} c_{ijx} M_x f ; (\Lambda_i, \Lambda_j) = \frac{1}{2} [(\Lambda_j c_{ix} - \Lambda_i c_{jx}) M_x f + (\Lambda_j c_i - \Lambda_i c_j) P_1 f]$$

$$(X, \Lambda_i) = \frac{1}{2} (\Lambda_i c_x - X c_{ix}) M_x f + (\Lambda_i \Omega - \frac{1}{2} X c_i) P_1 f$$

$$(x, i, j = 2, 3, \dots n).$$

⁽¹⁾ V. n° 12 (voir notamment les formules (59)).

Or, on a

$$\frac{1}{2} G_i = X c_i - 2 \Lambda_i \Omega \quad (i = 2, 3, \dots, n),$$

et en tenant compte de l'hypothèse faite, il en résulte que F'_s est au moins le degré $2n$. Soit $G_n \neq 0$; le crochet (X, Λ_n) introduit alors la transformation nouvelle

$$H_n f = P_1 f + \frac{\Lambda_n c_n - X c_n}{2 \Lambda_n \Omega - X c_n} M x f \quad (\alpha = 2, 3, \dots, n)$$

et si l'on forme le crochet (X, H_n) on constate qu'il y figure un terme en $\frac{\partial f}{\partial x}$ dont le coefficient n'est jamais nul ; donc F''_s est au moins de degré $2n + 1$.

On en conclut que *si le sous faisceau caractéristique n'atteint pas le nombre maximum d'invariants, il en admet au plus $n - 1$, qui ne peuvent être que de premier ordre.*

11. Exemple. — Cherchons les invariants de F_s , pour l'équation donnée par

$$\Omega = p_1 + 2 \xi_2 p_2 + \xi_3 p_3 (n = 3).$$

F_s a comme base les 3 transformations

$$Xf = Y_1 f + \xi_2 Y_2 f + \xi_3 Y_3 f - (p_1 + \xi_2 p_2 + \frac{1}{2} \xi_3 p_3) P_1 f - p_2 P_2 f - \frac{1}{2} p_3 P_3 f,$$

$$\Xi_2 f = \frac{\partial f}{\partial \xi_2}, \quad \Xi_3 f = \frac{\partial f}{\partial \xi_3}.$$

Les crochets non identiquement nuls de la structure de F'_s sont

$$(\Xi_2, K) = Y_2 f - p_2 P_1 f, \quad (\Xi_3, K) = Y_3 f - \frac{1}{2} p_3 P_1 f;$$

désignons-les par $\Lambda_2 f, \Lambda_3 f$. Le premier dérivé de F_s est

$$F'_s : \Xi_2 f, \Xi_3 f, \Lambda_2 f, \Lambda_3 f, \quad Xf = Y_1 f - p_1 P_1 f - p_2 P_2 f - \frac{1}{2} p_3 P_3 f.$$

Comme $Xf, \Lambda_2 f, \Lambda_3 f$ ne renferment pas ξ_2, ξ_3 , tout revient à étudier le faisceau F_s , ayant pour base ces trois transformations. Or, on a

$$(X, \Lambda_2) = 0, \quad (X, \Lambda_3) = -\frac{1}{4} p_3 P_1 f;$$

donc F'_{s_1} a pour base

$$P_1f, Y_2f, Y_3f, \quad Xf = Y_1f - p_2P_2f - \frac{1}{2}p_3P_3f.$$

La structure de F'_{s_1} introduit la transformation nouvelle $\frac{\partial f}{\partial x}$. Il s'ensuit que les invariants cherchés sont les deux invariants principaux de la transformation

$$\frac{\partial f}{\partial x_1} - p_2 \frac{\partial f}{\partial p_2} - \frac{1}{2} p_3 \frac{\partial f}{\partial p_3},$$

soit :

$$x_1 + \log p_2, \quad x_1 + \log p_3^2.$$

12. Equations de Monge-Ampère généralisées. — Les équations du second ordre pour lesquelles Ω est de la forme

$$(28) \quad \Omega = E_{11} + 2\xi_x E_{1x} + \xi_x^2 E_{xx} + 2\xi_\alpha \xi_\beta E_{[\alpha\beta]} \quad (\alpha \neq \beta = 2, 3, \dots, n; E_{ij} = E_{ji})$$

E étant des fonctions de $x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n$ se rattachent à celles de MONGE AMPÈRE de la théorie classique ; on conviendra de les appeler *les équations de Monge Ampère généralisées*. Les équations (23) deviennent ici

$$(29) \quad p_{1i} + E_{1i} + \xi_x (p_{ix} + E_{ix}) = 0 \quad (x, i = 2, 3, \dots, n);$$

moyennant lesquelles l'équation (22) équivaut à

$$p_{11} + E_{11} + \xi_x (p_{1x} + E_{1x}) = 0 \quad (x = 2, 3, \dots, n);$$

de sorte que l'équation de MONGE AMPÈRE généralisée est

$$| p_{1i} + E_{1i}, \dots, p_{ni} + E_{ni} | = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, n).$$

Les ξ_h définies par (29) sont des fonctions de p_u indépendantes, puisqu'en différentiant les équations (29) par rapport à p_{1i} , on trouve comme déterminant des $\frac{\partial \xi_h}{\partial p_{1i}}$,

$$| p_{2i} + E_{2i}, \dots, p_{ni} + E_{ni} | \quad (i = 2, 3, \dots, n),$$

qui n'est jamais nul.

Pour les équations de MONGE AMPÈRE généralisées, si le sous-faisceau caractéristique S est complet, il y a $n + 1$ invariants du premier ordre. En effet, les relations (27), en tenant compte de la forme (28) de Ω , entraînent

$$(30) \quad N_i E_{jh} - N_j E_{ih} = 0 \quad (i, j, h = 1, 2, \dots, n),$$

ce qui exprime que le faisceau du premier ordre

$$Nif = Yif - E_{i\alpha} P_{\alpha} f \quad (\alpha, i = 1, 2, \dots, n)$$

est complet ; il admet donc $n + 1$ invariants. *Réciproquement*, les invariants du premier ordre de S sont des invariants du faisceau Nif , et s'il y en a $n + 1$, ce faisceau est complet ; de sorte que les conditions (30) sont vérifiées et que S est aussi un faisceau complet.

Le faisceau Nif est un faisceau prolongé. Son intégrale générale est donc de la forme

$$x = \theta(x_1, \dots, x_n ; a_0, a_1, \dots, a_n), \quad p_i = \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

les a désignant des constantes arbitraires ; et les E_{ij} doivent être

$$E_{ij} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_j}.$$

Ce qui donne, par élimination des a , la forme générale des E'_{ij} .

13. Intégration. — Supposons que le faisceau Nif soit complet et désignons par $J_0, J_1, \dots, J_n$ ses $n + 1$ invariants fondamentaux. En répétant le raisonnement du n° 5, on trouve que parmi ces invariants il existe deux relations

$$(31) \quad J_0 = \varphi(J_2, \dots, J_n) \quad J_1 = \pi(J_2, \dots, J_n),$$

qui sont identiquement vérifiées sur toute surface intégrale de l'équation proposée ; et ceci quelles que soient les fonctions φ et π . Or, les fonctions J sont deux à deux en involution, puisqu'on a

$$[J_h, J_k] = \frac{\partial J_h}{\partial p_\alpha} N_\alpha J_k - \frac{\partial J_k}{\partial p_\alpha} N_\alpha J_h \quad (\alpha = 1, 2, \dots, n ; \quad h, k = 0, 1, \dots, n) ;$$

donc les formules

$$J_0 = \varphi(a_2, \dots, a_n), \quad J_1 = \pi(a_2, \dots, a_n), \quad J_i = a_i \quad (i = 2, 3, \dots, n)$$

définissent une intégrale complète du système d'équations aux dérivées partielles du premier ordre (31).

En éliminant $p_1, \dots, p_n$ entre ces $n + 1$ équations, on obtient une équation de la forme

$$\chi[x, x_1, \dots, x_n ; a_2, \dots, a_n, \varphi(a_2, \dots, a_n), \pi(a_2, \dots, a_n)] = 0 ;$$

elle représente une famille de surfaces qui satisfont au système (31) ainsi qu'à l'équation proposée. Mais il en est de même pour les surfaces définies par les formules

$$\chi = 0, \quad \frac{\partial \chi}{\partial a_i} + \frac{\partial \chi}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial a_i} + \frac{\partial \chi}{\partial \pi} \frac{\partial \pi}{\partial a_i} = 0 \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

Ces n équations renfermant les deux fonctions arbitraires φ et π représentent donc l'intégrale générale de l'équation du second ordre en question ⁽¹⁾.

La formation des invariants du second ordre par ceux du premier ordre s'effectue de la même manière que dans le n° 5 pour les équations linéaires.

14. — Une classe particulière remarquable d'équations de Monge-Ampère généralisées. — Soit

$$\Omega = E_1 + 2\varepsilon_\alpha E_\alpha \quad (\alpha = 2, 3, \dots n),$$

les E ne dépendant que de $x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n$. Le faisceau du premier ordre est ici

$$(32) \quad N_1 f = \frac{\partial f}{\partial x_1} + p_1 \frac{\partial f}{\partial x} - E_1 \frac{\partial f}{\partial p_1} - E_\alpha \frac{\partial f}{\partial p_\alpha}; \quad N_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} - E_i \frac{\partial f}{\partial p_1};$$

$$(\alpha, i = 2, 3, \dots n);$$

et pour que ce faisceau soit complet il est nécessaire et suffisant que l'on ait

$$(33) \quad N_1 E_i - N_i E_1 = 0; \quad N_i E_j = 0; \quad (i, j = 2, 3, \dots n).$$

Il est facile d'obtenir toutes les équations de MONGE-AMPÈRE du type considéré pour lesquelles le faisceau caractéristique du premier ordre admet le nombre maximum d'invariants. En effet, en introduisant dans le faisceau (32) comme variable nouvelle $y = x - p_\alpha x_\alpha$ ($\alpha = 2, 3, \dots n$) à la place de x , ce faisceau devient

$$N_1 f = \frac{\partial f}{\partial x_1} + (p_1 + x_\alpha \varepsilon_\alpha) \frac{\partial f}{\partial y} - \varepsilon_1 \frac{\partial f}{\partial p_1} - \varepsilon_\alpha \frac{\partial f}{\partial p_\alpha}; \quad N_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} - \varepsilon_i \frac{\partial f}{\partial p_1};$$

$$(\alpha, i = 2, 3, \dots n)$$

⁽¹⁾ Il s'ensuit que l'intégrale générale de l'équation du second ordre est l'enveloppe de l'intégrale complète du système (31), quand on laisse les $a_1, \dots a_n$ indépendants. On reconnaît l'analogie avec la théorie des équations aux dérivées partielles du premier ordre.

où l'on suppose que l'on a remplacé les fonctions E par d'autres fonctions ε de variables $y, x_1, x_2, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n$; et les relations (33) se trouvent maintenant remplacées par les

$$N_1\varepsilon_1 - N_i\varepsilon_1 = 0; \quad N_i\varepsilon_i = 0; \quad (i, j = 2, 3, \dots, n).$$

On est ainsi ramené, aux notations près, au cas traité dans le n° 3; donc la forme explicite des équations cherchées sera

$$\varepsilon_i = \Theta_i(\varepsilon_0; y, x_1, p_2, \dots, p_n); \quad p_1 + \Theta_x x_x = \Theta_0(\varepsilon_0; y, x_1, p_2, \dots, p_n);$$

$$\frac{\partial \varepsilon_0}{\partial x_1} + \Theta_0 \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial y} - \varepsilon_1 \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial p_1} - \Theta_x \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial p_x} = \Theta(\varepsilon_0; y, x_1, p_2, \dots, p_n); \quad (x, i = 2, 3, \dots, n);$$

ε_0 désignant l'invariant fondamental du faisceau complet Nif .

Si l'on applique à l'équation en question la transformation d'AMPÈRE ⁽¹⁾,

$$(34) \quad y_1 = x_1; \quad y_i = -p_i; \quad y = x - p_x x_x; \quad q_1 = p_1; \quad q_i = x_i;$$

$$(x, i = 2, 3, \dots, n),$$

le faisceau (32) devient

$$(35) \quad \Lambda_1 f = \frac{\partial f}{\partial y_1} + \varepsilon_x \frac{\partial f}{\partial y_x} + (q_1 + q_x \varepsilon_x) \frac{\partial f}{\partial y} - \varepsilon_1 \frac{\partial f}{\partial q_1}; \quad \Lambda_i f = \frac{\partial f}{\partial q_i} - \varepsilon_i \frac{\partial f}{\partial q_1};$$

$$(x, i = 2, 3, \dots, n),$$

où l'on suppose que l'on a remplacé E par d'autres fonctions ε de nouvelles variables $y, y_1, \dots, y_n; q_1, \dots, q_n$.

Vu les résultats du n° 5, les $n + 1$ invariants du faisceau complet (35) seront de la forme

$$J_k(\varepsilon_0; y, y_1, \dots, y_n) \quad (k = 0, 1, \dots, n),$$

ε_0 désignant l'invariant fondamental du faisceau complet $\Lambda_1 f$; et la surface intégrale de l'équation transformée [par la transformation (34)] s'obtiendra en éliminant ε_0 entre les deux équations

$$J_0 = \Psi(J_2, \dots, J_n), \quad J_1 = \pi(J_2, \dots, J_n),$$

⁽¹⁾ Cette transformation est un cas particulier des transformations qui laissent

invariant le faisceau $Yif = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x}; \quad Pif = \frac{\partial f}{\partial p_i}; \quad (i = 1, 2, \dots, n)$ (voir

n° 4, Note).

φ, π désignant deux fonctions arbitraires ; on en déduit la surface intégrale de l'équation proposée (1).

15. Famille de transformations caractéristiques du premier ordre et faisceau caractéristique du premier ordre. — Tout invariant du premier ordre du sous faisceau caractéristique (24), (25) doit être manifestement un invariant de la transformation infinitésimale Xf ; et les multiplicités caractéristiques qui engendreront une intégrale de l'équation proposée seront trajectoires d'une transformation de la forme

$$Uf = Xf + u_\alpha \Xi_\alpha f + u_{[\alpha\beta]} K_{[\alpha\beta]} f \quad (\alpha, \beta = 2, 3, \dots n).$$

Cette dernière transformation infinitésimale est un prolongement de Xf . Il s'ensuit que les multiplicités intégrales, prolongées au premier ordre, de l'équation en question, pour lesquelles : ξ_2 est une même fonction de x, x_1, p_1 ; ξ_3 est une même fonction de x, x_1, p_1 ; etc. sont engendrées par des trajectoires de la transformation

$$Xf = Y_1 f + \xi_\alpha Y_\alpha f + \left(\frac{1}{2} \xi_\alpha \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_\alpha} - \Omega \right) P_1 f - \frac{1}{2} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_\alpha} P_\alpha f \quad (\alpha = 2, 3, \dots n),$$

qui correspond à ce système particulier de valeurs de $\xi_2, \dots \xi_n$. Si l'on considère dans la transformation Xf , les quantités ξ_i comme des fonctions arbitraires de x, x_1, p_1 , on a une famille de transformations infinitésimales du premier ordre contenant la transformation Xf définie ci dessus. Cette famille de transformations ne peut être un faisceau que si les coefficients de $P_i f$ ($i = 1, 2, \dots n$) dans Xf , sont des fonctions linéaires de $\xi_2, \dots \xi_n$. Ceci exige que Ω soit une fonction entière et du second degré en $\xi_2, \dots \xi_n$. Soit donc

$$\Omega = E_{11} + 2\xi_\alpha E_{1\alpha} + \xi_\alpha^2 E_{\alpha\alpha} + 2\xi_\alpha \xi_\beta E_{\alpha\beta} \quad (\alpha \neq \beta = 2, 3, \dots n; E_{ij} = E_{ji})$$

E étant des fonctions de $x, x_1, \dots x_n ; p_1, \dots p_n$. On aura

$$Xf = N_1 f + \xi_\alpha N_\alpha f$$

les N ayant la même signification que dans le n° 12. De là résulte, comme ξ_i sont indépendantes entre elles et indépendantes de x, x_1, p_1 ,

(1) Le cas considéré est un cas (voir n° 12) où les mineurs de degré > 2 du discriminant de Ω sont nuls, mais non tous ceux de degré 2.

que les invariants du premier ordre de Xf (et par suite du faisceau S) seront les invariants fondamentaux du faisceau N_1f , N_1f de degré n à $2n + 1$ variables. On en conclut que *dans le seul cas des équations de MONGE AMPÈRE généralisées, il y a un faisceau caractéristique du premier ordre dont les trajectoires (les trajectoires de ses transformations) servent à engendrer les multiplicités intégrales, prolongées au premier ordre, de l'équation proposée. Et dehors de ce cas il n'existe qu'une famille de transformations infinitésimales caractéristiques du premier ordre dont les trajectoires jouissent encore de la même propriété.*

Ce résultat se rattache à celui obtenu par M. VESSIOT ⁽¹⁾ pour une équation du second ordre à deux variables indépendantes dans le cas où les deux systèmes de caractéristiques sont distincts.

16. Une remarque importante. Divers types d'équations du second ordre admettant des caractéristiques. Divers types d'équations de Monge Ampère généralisées. — Les formules (22), (23) ainsi que celles qui correspondent aux équations à caractéristiques distinctes ⁽²⁾, ne subsistent que sous l'hypothèse que ξ, η sont des fonctions indépendantes de $p_{12}, p_{13}, \dots p_{nn}$. On peut supposer, au contraire, que ξ, η dépendent d'un certain nombre d'autres fonctions indépendantes $\lambda_1, \dots \lambda_s$ ($s < 2n - 2$) de variables $x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n; p_{12}, \dots p_{nn}$.

Les équations du second ordre qui admettent deux sous faisceaux caractéristiques distincts s'obtiennent alors, en éliminant λ_i entre les $s + 1$ équations

$$\Phi = \Pi + \Omega(\lambda_1, \dots \lambda_s; x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n) = 0$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \xi_\alpha} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial \lambda_i} + \frac{\partial \Pi}{\partial \eta_\alpha} \frac{\partial \eta_\alpha}{\partial \lambda_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial \lambda_i} = 0 \quad (\alpha = 2, 3, \dots n; i = 1, 2, \dots s)$$

où l'on a posé

$$\Pi = p_{11} + (\xi_x + \eta_x)p_{1\alpha} + \xi_x \eta_x p_{\alpha\alpha} + (\xi_x \eta_\beta + \xi_\beta \eta_\alpha)p_{[\alpha\beta]} \quad (\alpha \neq \beta = 2, 3, \dots n).$$

Et dans le cas d'un seul sous-faisceau caractéristique, il faut remplacer ces formules par les

$$(36) \quad \Phi = \Pi + \Omega(\lambda_1, \dots \lambda_s; x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n) = 0.$$

$$(37) \quad \frac{\partial \Pi}{\partial \xi_\alpha} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial \lambda_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial \lambda_i} = 0 \quad (\alpha = 2, 3, \dots n; i = 1, 2, \dots s; s < n - 1).$$

⁽¹⁾ *Bulletin de la Société Mathématique de France*, 55, 1924 (voir notamment, n° 29, p. 394).

⁽²⁾ V. n° 10.

avec

$$\Pi = p_{11} + 2\xi_x p_{1x} + \xi_x^2 p_{xx} + 2\xi_x \xi_\beta p_{[x\beta]} \quad (\alpha \neq \beta = 2, 3, \dots n).$$

On obtient ainsi divers types d'équations du second ordre admettant des caractéristiques, suivant les différentes valeurs que l'on attribue à s .

En particulier, si les ξ sont des fonctions linéaires de λ_i et Ω est une fonction du second degré de λ_i on a affaire à divers types d'équations de MONGE AMPÈRE généralisées. Cherchons pour chacun d'eux le nombre maximum d'invariants du premier ordre du sous faisceau caractéristique S.

La forme analytique de ces équations est

$$\begin{vmatrix} B_0, B_1, \dots B_s \\ B_1, B_{11}, \dots B_{s1} \\ \dots \dots \dots \\ B_s, B_{1s}, \dots B_{ss} \end{vmatrix} = 0$$

où l'on a posé

$$\xi_i = \theta_i + \theta_{i,v} \lambda_v; \quad \Omega = E_0 + 2\lambda_v E_v + \lambda_v^2 E_{vv} + 2\lambda_v \lambda_\pi E_{[v\pi]};$$

$$B_0 = E_0 + p_{11} + 2\theta_x p_{1x} + \theta_x^2 p_{xx} + 2\theta_{[x\beta]} p_{[x\beta]};$$

$$B_i = E_i + \theta_{x,i} p_{1x} + \theta_x \theta_{x,i} p_{xx} + (\theta_x \theta_{\beta,i} + \theta_\beta \theta_{\alpha,i}) p_{[\alpha\beta]};$$

$$B_{ii} = E_{ii} + \theta_{x,i}^2 p_{xx} + 2\theta_{x,i} \theta_{\beta,i} p_{[x\beta]};$$

$$B_{ij} = E_{ij} + \theta_{\alpha,i} \theta_{\alpha,j} p_{xx} + (\theta_{\alpha,i} \theta_{\beta,j} + \theta_{\beta,i} \theta_{\alpha,j}) p_{[\alpha\beta]};$$

$$(v \neq \pi = 1, 2, \dots s; \quad \alpha \neq \beta = 2, 3, \dots n; \quad E_{ij} = E_{ji});$$

les θ , E ne dépendant que de $x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n$. En effet, les équations (36), (37) peuvent être remplacées par les

$$(38) \quad \begin{aligned} B_0 + B_v \lambda_v &= 0 \\ B_i + B_{iv} \lambda_v &= 0 \quad (v, i = 1, 2, \dots s), \end{aligned}$$

et la résolubilité de (38) par rapport à λ est certaine, puisque le déterminant fonctionnel des premiers membres de (38), pris par rapport à λ , soit

$$| B_{11}, B_{21}, \dots B_{s1} | \quad (i = 1, 2, \dots s)$$

n'est pas nul.

Tout invariant du premier ordre de S est un invariant de la transformation

$$Xf = X_1f + \xi_x X_x f \quad (x = 2, 3, \dots n),$$

et réciproquement, tout invariant du premier ordre de Xf est un invariant de S. Or, l'équation (36) peut s'écrire

$$\Phi = p_{11} + \xi_x p_{1x} + \xi_x \rho_x + \Omega = 0 \quad (x = 2, 3, \dots n)$$

avec

$$\rho_i = p_{1i} + \xi_x p_{xi} \quad (x = 2, 3, \dots n);$$

d'où

$$Xf = Nf + \rho_x M_x f \quad (x = 2, 3, \dots n)$$

avec

$$Nf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + p_1 \frac{\partial f}{\partial x} + \xi_x \left(\frac{\partial f}{\partial x_x} + p_x \frac{\partial f}{\partial x} \right) - \Omega \frac{\partial f}{\partial p_1};$$

$$M_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i} - \xi_i \frac{\partial f}{\partial p_1}; \quad (x = 2, 3, \dots n).$$

Les relations (38) entraînent

$$\rho_l = \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_l(-a_h) \quad (l = m+1, \dots n; \quad m = n-s)$$

où l'on a posé

$$\mathfrak{S} = |\theta_{m+1,i}, \dots \theta_{n,i}| \quad (i = 1, 2, \dots s); \quad a_h = \rho_\gamma \theta_{\gamma,h} + E_h + \lambda_x E_{ah} \\ (\alpha = 1, 2, \dots s; \quad \gamma = 2, 3, \dots m);$$

$\mathfrak{S}_j(W_h)$ désignant le déterminant qui se déduit de $\mathfrak{S}$, en remplaçant les éléments de la $(j-m)$ ème colonne par $W_1, \dots W_s$. Et puisqu'on a de plus

$$\mathfrak{S}_l(-a_h) = \rho_\gamma \mathfrak{S}_l(-\theta_{\gamma,h}) + \mathfrak{S}_l(-E_h) + \lambda_x \mathfrak{S}_l(-E_{ah}) \\ (\alpha = 1, 2, \dots s; \quad \gamma = 2, 3, \dots m),$$

la transformation Xf devient

$$Xf = Nf + \rho_\gamma [M_\gamma f + \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\delta(-\theta_{\gamma,h}) M_\delta f] + \frac{1}{\mathfrak{S}} [\mathfrak{S}_\delta(-E_h) + \lambda_x \mathfrak{S}_\delta(-E_{ah})] M_\delta f \\ (\alpha = 1, 2, \dots s; \quad \gamma = 2, 3, \dots m; \quad \delta = m+1, \dots n).$$

C'est une fonction du second degré par rapport aux quantités indépendantes $\lambda_1, \dots \lambda_s; \rho_2, \dots \rho_m$. Mais quel que soit k , pourvu que i prenne une des valeurs $1, 2, \dots s$, la quantité

$$\theta_{k,i} \mathfrak{S} + \theta_{\delta,i} \mathfrak{S}_\delta(-\theta_{k,h}), \quad (\delta = m+1, \dots n)$$

est identiquement nulle, puisqu'elle est égale au déterminant

$$\begin{vmatrix} \theta_{k,i} & \theta_{m+1,i} & \dots & \theta_{n,i} \\ \theta_{k,1} & \theta_{m+1,1} & \dots & \theta_{n,1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \theta_{k,s} & \theta_{m+1,s} & \dots & \theta_{n,s} \end{vmatrix}.$$

Il s'ensuit que les termes du second degré en λ, ρ dans Xf disparaissent et Xf devient, en fait, une fonction linéaire en λ, ρ . Or, si l'on prend, dans le faisceau S , comme variables nouvelles $\Phi; \lambda_1, \dots \lambda_s; \rho_2, \dots \rho_m$ à la place de $p_{11}, p_{12}, \dots p_{1n}$, tout invariant du premier ordre de S sera un invariant de Xf , et réciproquement tout invariant du premier ordre de Xf sera un invariant de S . Donc il existe un faisceau caractéristique du premier ordre F_s , ayant comme base les n transformations.

$$\begin{aligned} \eta f &= \frac{\partial f}{\partial x_1} + p_1 \frac{\partial f}{\partial x} + \theta_x \left(\frac{\partial f}{\partial x_x} + p_x \frac{\partial f}{\partial x} \right) - E_0 \frac{\partial f}{\partial p_1} - \frac{1}{\varpi} \varpi_{\delta}(E_h) \left(\frac{\partial f}{\partial p_{\delta}} - \theta_{\delta} \frac{\partial f}{\partial p_1} \right) \\ \eta_i f &= \theta_{x,i} \left(\frac{\partial f}{\partial x_x} + p_x \frac{\partial f}{\partial x} \right) - E_i \frac{\partial f}{\partial p_1} - \frac{1}{\varpi} \varpi_{\delta}(E_{ih}) \left(\frac{\partial f}{\partial p_{\delta}} - \theta_{\delta} \frac{\partial f}{\partial p_1} \right) \\ \mathcal{M}_k f &= \frac{\partial f}{\partial p_k} - \theta_k \frac{\partial f}{\partial p_1} + \frac{1}{\varpi} \varpi_{\delta}(-\theta_{k,h}) \left(\frac{\partial f}{\partial p_{\delta}} - \theta_{\delta} \frac{\partial f}{\partial p_1} \right), \\ & \quad (x = 2, 3, \dots n; \quad i = 1, 2, \dots s; \quad k = 2, 3, \dots m; \\ & \quad \delta = m + 1, \dots n; \quad m = n - s). \end{aligned}$$

En exprimant que le faisceau F_s est complet, on trouve un certain nombre des conditions de forme assez compliquée, que l'on omet ici pour raison de simplicité. Contentons nous seulement de remarquer que ces conditions sont compatibles, puisqu'elles sont vérifiées si l'on prend, en particulier, pour Ω une fonction ne dépendant que de $\lambda_1, \dots \lambda_s$, c'est à dire si l'on suppose que θ, E se réduisent à des constantes absolues.

On en déduit que le nombre maximum d'invariants du premier ordre de S est $n + 1$, le même pour tous les types d'équations de Monge-Ampère généralisées.

SECONDE PARTIE

SUR L'INTÉGRATION DES ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES DU TROISIÈME ORDRE A UNE FONCTION INCONNUE DE N VARIABLES INDÉPENDANTES A CARACTÉRISTIQUES TRIPLES, DANS LE CAS OU LE SOUS-FAISCEAU CARACTÉRISTIQUE ADMET LE NOMBRE MAXIMUM D'INVARIANTS.

IV. — ÉQUATIONS LINÉAIRES DU TROISIÈME ORDRE A CARACTÉRISTIQUES TRIPLES

17. Extension de certains résultats de M. Vessiot ⁽¹⁾ à une équation générale du troisième ordre. — Envisageons le faisceau F de base

$$X_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} + p_{ix} \frac{\partial f}{\partial p_x} + p_{i[\alpha\beta]} \frac{\partial f}{\partial p_{[\alpha\beta]}}; \quad P_{ikh} f = \frac{\partial f}{\partial p_{ikh}},$$

($x, \beta, i, k, h, = 1, 2, \dots n$);

et une équation aux dérivées partielles du troisième ordre à une fonction inconnue de n variables indépendantes supposée, pour plus de simplicité, de la forme

$$\Phi = p_{111} + \Phi_1(x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n; p_{11}, p_{12}, \dots p_{nn}; p_{112}, p_{113}, \dots p_{ann}) = 0;$$

On pose, une fois pour toutes,

$$p_{i_1 \dots i_r} = \frac{\partial^r x}{\partial x_{i_1} \dots \partial x_{i_r}}, \quad P_{i_1 \dots i_r} f = \frac{\partial^r f}{\partial p_{i_1} \dots \partial p_{i_r}},$$

les indices en caractères grecs $\alpha, \beta, \dots$ étant des indices de Sommation :

⁽¹⁾ V. nos 1-12.

et le symbole $[\alpha\beta\dots]$ désignant que la Sommation est étendue à toutes les combinaisons des indices $\alpha, \beta, \dots$

Le sous-faisceau F_0 de F qui laisse Φ invariant sera de degré $N - 1$ le degré de F étant $N = n + \frac{n(n+1)(n+2)}{1.2.3}$; c'est le *faisceau associé* de l'équation proposée (c'est à dire que l'intégration de l'équation $\Phi = 0$ équivaut à celle du faisceau F_0).

Toute intégrale complète de l'équation en question est l'intégrale générale à n dimensions (intégrale complète à n dimensions) d'un sous faisceau complet de F_0 de degré n , qui n'a aucune transformation commune avec le faisceau de $\frac{n(n+1)(n+2)}{1.2.3}$ transformations infinitésimales P_{ikh} ($i, k, h = 1, 2, \dots n$). Toute involution de F_0 , et par suite tout sous faisceau complet de F_0 , contient une transformation caractéristique (s'il en existe), et toute intégrale complète sera donc engendrée par des multiplicités intégrales à une dimension faisant partie des trajectoires de la transformation caractéristique; c'est pourquoi ces trajectoires sont dites les multiplicités caractéristiques de l'équation en question (caractéristiques de Monge).

Les équations du troisième ordre qui possèdent trois systèmes de caractéristiques de Monge sont divisées en trois classes différentes : a. les équations $\Phi = 0$ pour lesquelles il existe *trois sous faisceaux caractéristiques distincts*; b. les $\Phi = 0$ qui possèdent *un sous faisceau caractéristique simple et un sous faisceau caractéristique double*; et c. les $\Phi = 0$ qui ne possèdent qu'*un seul sous faisceau caractéristique triple*. Les équations a., ou bien sont des équations *linéaires* de la forme

$$(39) \quad \Phi = \Pi + \psi = 0$$

avec

$$\begin{aligned} \Pi = & p_{111} + (\xi_\alpha + \eta_\alpha + \zeta_\alpha)p_{11\alpha} + (\xi_\alpha\eta_\alpha + \xi_\alpha\zeta_\alpha + \eta_\alpha\zeta_\alpha)p_{1\alpha\alpha} + \xi_\alpha\eta_\alpha\zeta_\alpha p_{\alpha\alpha\alpha} \\ & + (\xi_\alpha\eta_\beta + \xi_\alpha\zeta_\beta + \eta_\alpha\xi_\beta + \eta_\alpha\zeta_\beta + \zeta_\alpha\xi_\beta + \zeta_\alpha\eta_\beta)p_{1[\alpha\beta]} \\ & + (\xi_\alpha\eta_\alpha\zeta_\beta + \xi_\alpha\zeta_\alpha\eta_\beta + \eta_\alpha\zeta_\alpha\xi_\beta)p_{[\alpha\alpha\beta]} + (\xi_\alpha\eta_\beta\zeta_\gamma + \xi_\alpha\zeta_\beta\eta_\gamma + \eta_\alpha\xi_\beta\zeta_\gamma + \eta_\alpha\zeta_\beta\xi_\gamma \\ & + \zeta_\alpha\eta_\beta\xi_\gamma + \zeta_\alpha\xi_\beta\eta_\gamma)p_{[\alpha\beta\gamma]} \end{aligned}$$

$$(\alpha \neq \beta \neq \gamma = 2, 3, \dots n),$$

les ξ, η, ζ, ψ , ne dépendant que de $x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n; p_{11}, p_{12}, \dots p_{nn}$;

ou bien elles proviennent de l'élimination des paramètres ξ, η, ζ entre les équations

$$(40) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Phi = \Pi + \Omega(\xi_2, \dots, \xi_n; \eta_2, \dots, \eta_n; \zeta_2, \dots, \zeta_n; x, x_1, \dots, x_n; \\ p_1, \dots, p_n; p_{11}, p_{12}, \dots, p_{nn}) = 0, \\ \frac{\partial \Pi}{\partial \xi_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = 0; \quad \frac{\partial \Pi}{\partial \eta_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial \eta_i} = 0 \cdot \\ \frac{\partial \Pi}{\partial \zeta_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial \zeta_i} = 0; \quad (i = 2, 3, \dots, n). \end{array} \right.$$

En faisant dans les formules (39), (40); d'abord $\eta_i = \zeta_i \neq \xi_i$; puis $\xi_i = \eta_i = \zeta_i$; on obtient respectivement les équations *b.*, *c.*

Donc les équations du troisième ordre qui possèdent un seul sous-faisceau caractéristique triple : ou bien sont des équations *linéaires* de la forme

$$(41) \quad \Phi = \Pi + \psi = 0$$

avec

$$\begin{aligned} \Pi = & p_{111} + 3\xi_\alpha p_{11\alpha} + 3\xi_\alpha^2 p_{1\alpha\alpha} + \xi_\alpha^3 p_{\alpha\alpha\alpha} + 6\xi_\alpha \xi_\beta p_{1[\alpha\beta]} \\ & + 3\xi_\alpha^2 \xi_\beta p_{[\alpha\beta]} + 6\xi_\alpha \xi_\beta \xi_\gamma p_{[\alpha\beta\gamma]} \\ & (\alpha \neq \beta \neq \gamma = 2, 3, \dots, n); \end{aligned}$$

les ξ, ψ étant des fonctions de $x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n; p_{11}, p_{12}, \dots, p_{nn}$; ou bien elles proviennent de l'élimination de ξ entre les équations

$$(42) \quad \Phi = \Pi + \Omega(\xi_2, \dots, \xi_n; x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n; p_{11}, p_{12}, \dots, p_{nn}) = 0$$

$$(43) \quad \frac{\partial \Pi}{\partial \xi_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = 0 \quad (i = 2, 3, \dots, n).$$

Lorsqu'on a affaire à une équation du second ordre à caractéristiques doubles on sait, d'après la théorie de M. Vessiot ⁽¹⁾, que le sous faisceau caractéristique correspondant est toujours involutif. Il n'en est pas ainsi pour une équation du troisième ordre à caractéristiques triples, c'est à dire que *le sous faisceau caractéristique triple n'est jamais un faisceau involutif* ⁽²⁾.

⁽¹⁾ V. n° 11.

⁽²⁾ Ce fait a été indiqué par M. COISSARD pour $n = 2$ (*Comptes rendus*, t. CXC, 1930, p. 709 et *Bulletin de la Société Mathématique de France*, 61, 1933, n° 2),

Le sous-faisceau caractéristique triple a pour base les
 $m = \frac{n(n-1)(n+4)}{1 \cdot 2 \cdot 3} + 1$ transformations

$$(44) \quad Kf = X_1 + \xi_\alpha X_\alpha - (\bar{X}_1 \Omega - 2\xi_\alpha \bar{X}_\alpha \Omega) P_{111} - \bar{X}_\alpha \Omega P_{11\alpha}$$

$$(45) \quad \begin{cases} K_{1ii}f = P_{1ii} - 2\xi_i P_{11i} + 3\xi_i^2 P_{111} \\ K_{iii}f = P_{iii} - \xi_i^2 P_{11i} + 2\xi_i^3 P_{111} \\ K_{1ij}f = P_{1ij} - 2\xi_j P_{11i} - 2\xi_i P_{11j} + 6\xi_i \xi_j P_{111} \\ K_{iij}f = P_{iij} - 2\xi_i \xi_j P_{11i} - \xi_i^2 P_{11j} + 6\xi_i^2 \xi_j P_{111} \\ K_{ijh}f = P_{ijh} - 2\xi_j \xi_h P_{11i} - 2\xi_i \xi_h P_{11j} - 2\xi_i \xi_j P_{11h} + 12\xi_i \xi_j \xi_h P_{111} \end{cases}$$

$(\alpha = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j \neq h = 2, 3, \dots n);$

le trait qui surligne X désignant que l'on a effectué cette opération en traitant les ξ comme des constantes.

Ces résultats s'obtiennent sans peine en imitant le procédé de M. Vessiot relatif à une équation du second ordre ; c'est pourquoi on peut les énoncer ici sans démonstration.

Les pages qui suivent sont réservées à l'étude des équations *linéaires* (41).

18. Structure du sous faisceau caractéristique triple. — Le sous-faisceau caractéristique S qui correspond à l'équation (41) a pour base les $m = \frac{n(n-1)(n+4)}{6} + 1$ transformations (45), (46) :

$$(46) \quad Kf = X_1 + \xi_\alpha X_\alpha - (X_1 \Phi - 2\xi_\alpha X_\alpha \Phi) P_{111} - X_\alpha \Phi P_{11\alpha} \quad (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

Effectuons un changement de variables en prenant Φ à la place de p_{111} et en gardant toutes les autres variables ; la base de S peut alors s'écrire

$$(47) \quad Kf = X_1 + \xi_\alpha X_\alpha - X_\alpha \Phi P_{11\alpha}$$

$$(48) \quad \begin{cases} K_{1ii}f = P_{1ii} - 2\xi_i P_{11i} \\ K_{iii}f = P_{iii} - \xi_i^2 P_{11i} \\ K_{1ij}f = P_{1ij} - 2\xi_j P_{11i} - 2\xi_i P_{11j} \\ K_{iij}f = P_{iij} - 2\xi_i \xi_j P_{11i} - \xi_i^2 P_{11j} \\ K_{ijh}f = P_{ijh} - 2\xi_j \xi_h P_{11i} - 2\xi_i \xi_h P_{11j} - 2\xi_i \xi_j P_{11h} \end{cases}$$

$(\alpha, i, j, h = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j \neq h)$

où l'on suppose que l'on a remplacé p_{111} par sa valeur tirée de l'équation (41).

Les crochets formés par les transformations (48) sont nuls, car les quantités ξ ne renferment pas les variables $p_{112}, p_{113} \dots p_{nnn}$. Pour la même raison on obtient ensuite

$$(49) \quad (K, K_{1ii}) = (X_1, K_{1ii}) + \xi_\alpha (X_\alpha, K_{1ii}) + K_{1ii} X_\alpha \Phi P_{11\alpha} \\ (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

Or, on a

$$(X_1, K_{1ii}) = -3\xi_i^2 P_{11} + 2\xi_i P_{1i} - P_{ii} - 2X_1 \xi_i P_{11i}; \\ (X_i, K_{1ii}) = -K_{1i} - 2X_i \xi_i P_{11i}; \quad (X_j, K_{1ii}) = -2X_j \xi_i P_{11i} \\ (i \neq j = 2, 3, \dots n)$$

avec

$$K_{1if} = P_{1if} - 2\xi_i P_{11f};$$

d'où les identités

$$X_i K_{1ii} \Phi - K_{1ii} X_i \Phi = -K_{1i} \Phi - 2X_i \xi_i P_{11i} \Phi; \\ X_j K_{1ii} \Phi - K_{1ii} X_j \Phi = -2X_j \xi_i P_{11i} \Phi \quad (i \neq j = 2, 3, \dots n).$$

En tenant compte des relations évidentes

$$P_{11i} \Phi = 3\xi_i^2; \quad K_{1ii} \Phi = -3\xi_i^2; \quad (i = 2, 3, \dots n),$$

les identités ci-dessus se réduisent aux

$$K_{1ii} X_i \Phi = K_{1i} \Phi; \quad K_{1ii} X_j \Phi = 0; \quad (i \neq j = 2, 3, \dots n).$$

Donc les formules (49) deviennent

$$(50) \quad (K, K_{1ii}) = -R_{ii} + (K_{1i} \Phi - 2X_i \xi_i) P_{11i} \quad (i = 2, 3, \dots n)$$

où l'on a posé

$$R_{iif} = P_{iif} - \xi_i P_{1i} + \xi_i^2 P_{11}; \quad Xf = X_1 + \xi_\alpha X_\alpha \quad (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

Un calcul semblable fournit ensuite pour les autres crochets non identiquement nuls de la structure de S ,

$$(51) \quad (K, K_{iij}) = -\xi_i R_{ij} + (K_{ii} \Phi - 2\xi_i X_i \xi_j) P_{11i}$$

$$(52) \quad (K, K_{1ij}) = -R_{1i} + (K_{1j} \Phi - 2X_j \xi_i) P_{11i} + (K_{1i} \Phi - 2X_i \xi_j) P_{11j}$$

$$(53) \quad (K, K_{iij}) = -\xi_j R_{ii} - \xi_i R_{ij} + (K_{ij} \Phi - 2\xi_i X_j \xi_i - 2\xi_j X_i \xi_i) P_{11i} \\ + (K_{ii} \Phi - 2\xi_i X_i \xi_i) P_{11j}$$

$$(54) \quad (K, K_{ijh}) = -\xi_h R_{ij} - \xi_j R_{ih} - \xi_i R_{jh} + (K_{jh} \Phi - 2\xi_j X_h \xi_h - 2\xi_h X_j \xi_j) P_{11i} \\ + (K_{ih} \Phi - 2\xi_i X_h \xi_h - 2\xi_h X_i \xi_i) P_{11j} \\ + (K_{ij} \Phi - 2\xi_i X_j \xi_j - 2\xi_j X_i \xi_i) P_{11h} \\ (i \neq j \neq h = 2, 3, \dots n).$$

avec

$$\begin{aligned} K_{ii}f &= P_{ii} - \xi_i^2 P_{11}; & K_{ij}f &= P_{ij} - 2\xi_i \xi_j P_{11}; \\ R_{ij}f &= P_{ij} - \xi_i P_{1i} - \xi_j P_{1j} + 2\xi_i \xi_j P_{11}; & (i \neq j.) \end{aligned}$$

On en conclut que le sous faisceau caractéristique triple, même dans le cas des équations linéaires n'est jamais un faisceau involutif.

19. Nombre maximum d'invariants du faisceau S. Les transformations infinitésimales R_{ii} , R_{ij} étant indépendantes, le faisceau S ne peut atteindre le nombre maximum d'invariants que si les crochets (51), (53), (54) sont des combinaisons linéaires de (50), (52). Pour cela, il est manifestement nécessaire que l'on ait les identités

$$K_{ii}\Phi = \xi_i K_{1i}\Phi; \quad K_{ij}\Phi = \xi_j K_{1i}\Phi + \xi_i K_{1j}\Phi; \quad (i \neq j = 2, 3, \dots n).$$

Ces identités, à cause des relations évidentes

$$R_{ii}f = K_{ii}f - \xi_i K_{1i}f; \quad R_{ij}f = K_{ij}f - \xi_j K_{1i}f - \xi_i K_{1j}f \quad (i \neq j),$$

s'écrivent

$$R_{hk}\Phi = 0 \quad (h, k = 2, 3, \dots n),$$

lesquelles à leur tour, après calculs, deviennent

$$R_{hk}\psi + 3r_\alpha R_{hk}\xi_\alpha = 0 \quad (\alpha, h, k = 2, 3, \dots n)$$

où l'on a posé

$$r_i = P_{11i} + 2\xi_\alpha P_{1\alpha i} + \xi_\alpha^2 P_{\alpha\alpha i} + 2\xi_\alpha \xi_\beta P_{[\alpha\beta]i} = \frac{1}{3} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi_i} \quad (\alpha \neq \beta = 2, 3, \dots n).$$

Ces dernières relations, renfermant les r_i qui sont indépendantes entre eux et indépendants de

$$x, x_1, \dots x_n; \quad p_1, \dots p_n; \quad p_{11}, p_{12}, \dots p_{nn},$$

ne peuvent être identiquement vérifiées que si ξ, ψ satisfont aux équations

$$(55) \quad R_{hi}\xi_i = R_{hk}\psi = 0 \quad (i, h, k = 2, 3, \dots n).$$

Sous ces conditions le premier dérivé S' de S aura pour base les $m + \frac{n(n-1)}{2}$ transformations (47), (48), (56) :

$$(56) \quad \begin{cases} H_{ii}f = R_{ii} + (2X\xi_i - K_{ii}\Phi)P_{11i} \\ H_{ij}f = R_{ij} + (2X\xi_j - K_{ij}\Phi)P_{11i} + (2X\xi_i - K_{ii}\Phi)P_{11j} \end{cases} \\ (i \neq j = 2, 3, \dots n),$$

et le nombre maximum d'invariants de S sera celui de S' .

Nous sommes ainsi conduit à examiner si ce faisceau S' peut être un faisceau complet.

Introduisons, à cet effet, comme variables $r_2, r_3, \dots, r_n$ à la place de $p_{112}, p_{113}, \dots, p_{11n}$ et conservons toutes les autres. Le faisceau S' se trouve avoir, plus simplement, comme base les transformations

$$(57) \quad Kf = \Lambda f + r_\alpha K_{1\alpha}f + \rho_{[\alpha\beta]} R_{[\alpha\beta]}f + A_\alpha \mathcal{C}_\alpha f$$

$$(58) \quad K_{gh}f = P_{gh}f$$

$$(59) \quad \begin{cases} H_{ii}f = R_{ii}f + \sigma_i \mathcal{C}_i f \\ H_{ij}f = R_{ij}f + \sigma_j \mathcal{C}_i f + \sigma_i \mathcal{C}_j f \end{cases}$$

$$(\alpha, \beta = 2, 3, \dots n; \quad g = 1, 2, \dots n; \quad i, j, h, k = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j)$$

où l'on a posé

$$Y_{if} = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} + p_{i\gamma} \frac{\partial f}{\partial p_\gamma}; \quad \Lambda f = Y_1 + \xi_\alpha Y_\alpha - \psi P_{11}; \quad \mathcal{C}_i f = \frac{\partial f}{\partial r_i}$$

$$N_{if} = Y_i + r_i P_{11}; \quad \rho_{ih} = p_{1ih} + \xi_\alpha p_{\alpha ih}; \quad \sigma_i = 2\Lambda \xi_i - K_{1i}\psi \\ + r_\alpha (2K_{1\alpha}\xi_i - 3K_{1i}\xi_\alpha); \quad A_i = \rho_{i\alpha}\sigma_\alpha - 3r_\alpha N_i \xi_\alpha - N_i \psi \\ (\gamma = 1, 2, \dots n; \quad \alpha = 2, 3, \dots n).$$

Les crochets non identiquement nuls et non congrus à zéro de la structure de S' sont

$$(K, H_{ii}) = -(\Lambda \xi_i + r_\alpha K_{1\alpha}\xi_i + \sigma_i)K_{1i}f + (K\sigma_i - H_{ii}\Lambda_i)\mathcal{C}_i f - H_{ii}\Lambda_\gamma \mathcal{C}_\gamma f \\ (K, H_{ij}) = -(\Lambda \xi_j + r_\alpha K_{1\alpha}\xi_j + \sigma_j)K_{1i}f - (\Lambda \xi_i + r_\alpha K_{1\alpha}\xi_i + \sigma_i)K_{1j}f \\ + (K\sigma_i - H_{ij}\Lambda_i)\mathcal{C}_i f + (K\sigma_j - H_{ij}\Lambda_j)\mathcal{C}_j f - H_{ij}\Lambda_\delta \mathcal{C}_\delta f \\ (H_{ii}, H_{jj}) = H_{ii}\sigma_j \mathcal{C}_j f - H_{jj}\sigma_i \mathcal{C}_i f; \quad (H_{ii}, H_{ij}) = (H_{ii}\sigma_j - H_{ij}\sigma_i)\mathcal{C}_i f + H_{ii}\sigma_j \mathcal{C}_j f; \\ (H_{ii}, H_{hk}) = H_{ii}\sigma_h \mathcal{C}_h f + H_{ii}\sigma_k \mathcal{C}_k f - H_{hk}\sigma_i \mathcal{C}_i f; \\ (H_{ij}, H_{ih}) = (H_{ij}\sigma_h - H_{ih}\sigma_j)\mathcal{C}_i f + H_{ij}\sigma_i \mathcal{C}_h f - H_{ih}\sigma_i \mathcal{C}_j f; \\ (H_{ij}, H_{hk}) = H_{ij}\sigma_h \mathcal{C}_h f + H_{ij}\sigma_k \mathcal{C}_k f - H_{hk}\sigma_j \mathcal{C}_i f - H_{hk}\sigma_i \mathcal{C}_j f \\ (\alpha, \gamma, \delta, i, j, h, k = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j \neq h \neq k; \quad \gamma \neq i; \quad \delta \neq i \neq j).$$

On en déduit que S' ne peut être un faisceau complet que si les conditions suivantes sont simultanément vérifiées

$$(60) \quad \Lambda \xi_i + r_\alpha K_{1\alpha} \xi_i + \sigma_i = 0; \quad (61) \quad K\sigma_i = H_{ii}A_i = H_{ij}A_j;$$

$$(62) \quad H_{ii}A_j = H_{ij}A_h = H_{pg}\sigma_i = 0; \quad (\alpha, i, j, h, p, g = 2, 3, \dots, n; i \neq j \neq h).$$

En tenant compte de la valeur de σ_i , les équations (60) entraînent

$$(63) \quad 3\Lambda \xi_i - K_{1i}\psi = 0, K_{1i}\xi_i - K_{1i}\xi_j = 0; \quad (i \neq j = 2, 3, \dots, n).$$

D'après ces relations, les (62) se réduisent à des identités et les (61) deviennent

$$(64) \quad -K\sigma_i = M_i\psi + 3r_\alpha M_i \xi_\alpha + \sigma_i(P_{11}\psi + 3r_\alpha P_{11}\xi_\alpha) \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots, n)$$

avec

$$M_{hj} = \frac{\partial f}{\partial p_h} - \xi_h \frac{\partial f}{\partial p_1}.$$

Donc le faisceau S' , et par suite le sous faisceau caractéristique S , admet au plus $4n - 1$ invariants et ce nombre maximum n'est effectivement atteint que si ξ, ψ satisfont à la fois aux équations (55), (63), (64).

20. Détermination des invariants de S' . — Plaçons nous dans le cas où les conditions (55), (63), (64) sont réalisées et introduisons comme variables $q_1, \dots, q_n; \sigma_2, \dots, \sigma_n$ à la place de $p_{11}, \dots, p_{1n}; r_2, \dots, r_n$ avec

$$q_h = p_{1h} + \xi_\alpha p_{\alpha h} \quad (\alpha = 2, 3, \dots, n),$$

en supposant

$$(65) \quad \mathfrak{D} = |K_{12}\xi_i \dots K_{1n}\xi_i| \neq 0 \quad (i = 2, 3, \dots, n).$$

Un calcul facile montre que les transformations (58) ne changent pas et que les transformations (57), (59) se réduisent à

$$(66) \quad Kf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \xi_\alpha \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + (p_1 + \xi_\alpha p_\alpha) \frac{\partial f}{\partial x} + q_1 \frac{\partial f}{\partial p_1} + q_\alpha \frac{\partial f}{\partial p_\alpha} \\ - (\psi + \sigma_\alpha q_\alpha) \frac{\partial f}{\partial q_1} + (r_\alpha - p_{\alpha\beta} \sigma_\beta) \mathfrak{M}_\alpha f + \rho_{[\alpha\beta]} P_{[\alpha\beta]} f - B_\alpha S_\alpha f. \\ (67) \quad H_{pg}f = P_{pg}f \quad (\alpha, \beta, p, g = 2, 3, \dots, n),$$

où l'on a posé

$$\begin{aligned} \mathbb{M}_h f &= \frac{\partial f}{\partial q_h} - \xi_h \frac{\partial f}{\partial q_1}; \quad S_h f = \frac{\partial f}{\partial \sigma_h}; \quad B_h = M_h \psi + 3r_x M_h \xi_x \\ &+ \sigma_h (P_{11} \psi + 3r_x P_{11} \xi_x) \quad (x = 2, 3, \dots, n). \end{aligned}$$

Il reste à calculer les coefficients de la transformation (66) en fonction des nouvelles variables. Pour cela, remplaçons les fonctions $\psi, \xi_2, \dots, \xi_n$ par d'autres fonctions $\Omega, \gamma_2, \dots, \gamma_n$ de $3n + 1$ variables $x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n; q_1, \dots, q_n$ ⁽¹⁾. On vérifie sans peine que

$$(68) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \xi_i}{\partial u} &= \frac{1}{\Delta} \Delta_i \left(-\frac{\partial \gamma_s}{\partial u} \right); \quad P_{11} \xi_i = \frac{1}{\Delta} \Delta_i \left(-\frac{\partial \gamma_s}{\partial q_1} \right); \\ M_i \xi_j &= \frac{1}{\Delta} \Delta_j (-M_i \gamma_s); \quad K_{11} \xi_j = \frac{1}{\Delta} \Delta_j (-M_i \gamma_s); \\ \frac{\partial \psi}{\partial u} &= \frac{\partial \Omega}{\partial u} + \frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha \left(-\frac{\partial \gamma_s}{\partial u} \right) \mathcal{L}_\alpha \Omega; \quad P_{11} \psi = \frac{\partial \Omega}{\partial q_1} + \frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha \left(-\frac{\partial \gamma_s}{\partial q_1} \right) \mathcal{L}_\alpha \Omega; \\ M_i \psi &= M_i \Omega + \frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha (-M_i \gamma_s) \mathcal{L}_\alpha \Omega; \quad K_{11} \psi = M_i \Omega + \frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha (-M_i \gamma_s) \mathcal{L}_\alpha \Omega; \end{aligned} \right.$$

$$(\alpha, i, j = 2, 3, \dots, n; u = x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n),$$

avec

$$\mathcal{L}_h f = q_h \frac{\partial f}{\partial q_1} + p_{hx} M_\alpha f \quad (\alpha = 2, 3, \dots, n)$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} \mathcal{L}_2 \gamma_2 - 1, & \mathcal{L}_3 \gamma_2 \dots & \mathcal{L}_n \gamma_2 \\ \mathcal{L}_2 \gamma_3, & \mathcal{L}_3 \gamma_3 - 1 \dots & \mathcal{L}_n \gamma_3 \\ \dots & \dots & \dots \\ \mathcal{L}_2 \gamma_n & \mathcal{L}_3 \gamma_n \dots & \mathcal{L}_n \gamma_n - 1 \end{vmatrix};$$

$\Delta_j(W_s)$ désignant le déterminant qui se déduit de Δ , en remplaçant les éléments de la $(j - 1)$ -^{ème} colonne par $W_2, \dots, W_n$. On suppose que dans les $M_i f, \mathbb{M}_i f$ qui figurent dans les seconds membres de (68) l'on met η à la place de ξ et que l'on ait $\Delta \neq 0$.

Le déterminant $\mathfrak{D}$ devient alors

$$\mathfrak{D} = \frac{1}{\Delta^{n-1}} \Theta$$

⁽¹⁾ Ce qui est possible, à cause des relations (55).

avec

$$\Theta = | \Delta_i(\mathbb{M}_2\eta_s) \cdots \Delta_i(-\mathbb{M}_n\eta_s) | \quad (i, = 2, 3, \dots n).$$

En tenant compte des conditions (63), les équations (60) peuvent s'écrire

$$\sigma_i + r_\alpha K_{1\alpha} \xi_i + \frac{1}{3} K_{1i} \psi = 0 \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n);$$

d'où, d'après l'hypothèse (65) et les relations (68),

$$r_i = \frac{1}{\Theta} \Theta_i \left(-\Delta\sigma_h + \frac{1}{3} \mathbb{M}_h \Omega + \frac{1}{3} \Delta_\alpha (-\mathbb{M}_h \eta_s) \mathcal{L}_\alpha \Omega \right) \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n);$$

$\Theta_j(W_h)$ étant le déterminant que l'on déduit de Θ , en remplaçant les éléments de la $(j - 1)^{\text{me}}$ colonne par $W_2, \dots W_n$.

Les quantités B_i s'écrivent à leur tour

$$\begin{aligned} B_i = M_i \Omega + \sigma_i \frac{\partial \Omega}{\partial q_1} + \frac{1}{\Delta} \frac{1}{\Theta} \left[\Delta_\alpha (-M_i \eta_s) + \sigma_i \Delta_\alpha \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial q_1} \right) \right] \\ \left[\Theta \mathcal{L}_\alpha \Omega + 3\Theta_\alpha \left(-\Delta\sigma_h + \frac{1}{3} \mathbb{M}_h \Omega + \frac{1}{3} \Delta_\alpha (-\mathbb{M}_h \eta_s) \mathcal{L}_\alpha \Omega \right) \right] \\ (\alpha, i = 2, 3, \dots n). \end{aligned}$$

Donc la transformation (66) devient

$$\begin{aligned} (69) \quad Kf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \eta_\alpha \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + (p_1 + \eta_\alpha p_\alpha) \frac{\partial f}{\partial x} + q_1 \frac{\partial f}{\partial p_1} + q_\alpha \frac{\partial f}{\partial p_\alpha} \\ - (\Omega + q_\alpha \sigma_\alpha) \frac{\partial}{\partial q_1} + \left[\frac{1}{\Theta} \Theta_\alpha (-\mathbb{M}_h) - p_\alpha \beta \sigma_\beta \right] \mathbb{M}_\alpha f \\ - \left\{ M_\alpha \Omega + \sigma_\alpha \frac{\partial \Omega}{\partial q_1} + \frac{1}{\Delta} \frac{1}{\Theta} \left[\Delta_\beta (-M_\alpha \eta_s) + \sigma_\alpha \Delta_\beta \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial q_1} \right) \right] \right. \\ \left. [\Theta \mathcal{L}_\beta \Omega + 3\Theta_\beta (-\mathbb{M}_h)] \right\} S_\alpha f + p_{[\alpha \beta]} P_{[\alpha \beta]} f \quad (\alpha, \beta = 2, 3, \dots n) \end{aligned}$$

avec

$$\mathbb{M}_h = \Delta\sigma_h + \frac{1}{3} \mathbb{M}_h \Omega + \frac{1}{3} \Delta_\alpha (-\mathbb{M}_h \eta_s) \mathcal{L}_\alpha \Omega \quad (\alpha = 2, 3, \dots n);$$

dans laquelle ne figurent plus que les nouvelles variables $x, x_1, \dots x_n$; $p_1, \dots p_n$; $q_1, \dots q_n$; $p_{22}, \dots p_{nn}$; $\sigma_2, \dots \sigma_n$; $p_{122}, \dots p_{nnn}$. Et le faisceau S' se trouve avoir comme base les transformations (58), (67), (69).

Or, en exprimant que ce faisceau est complet nous trouvons les relations

$$(70) \quad \sigma_h - \frac{\partial}{\partial p_{iq}} \left[\frac{1}{\Theta} \Theta_i(-\mathbb{A}_h) \right] = 0; \quad \frac{\partial}{\partial p_{iq}} \left[\frac{1}{\Theta} \Theta_i(-\mathbb{A}_h) \right] = 0$$

$$(71) \quad \frac{\partial}{\partial p_{iq}} \left\{ \frac{1}{\Delta} \frac{1}{\Theta} \left[\Delta_\alpha(-M_k \eta_s) + \sigma_k \Delta_\alpha \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial q_1} \right) \right] [\Theta \mathcal{L}_\alpha \Omega + 3 \mathbb{A}_\alpha(-\mathbb{A}_h)] \right\} = 0$$

($\alpha, i, j, q, k = 2, 3, \dots, n; j, q \neq i$).

Tenons compte d'abord des relations (70). Les quantités $\Theta_i(-\mathbb{A}_h)$ se simplifient, puisque

$$(72) \quad \Delta_j(-\mathbb{M}_i \eta_s) = \Delta_i(-\mathbb{M}_j \eta_s),$$

à cause du second groupe (63) et des relations déjà établies

$$K_{ii} \xi_j = \frac{1}{\Delta} \Delta_j(-\mathbb{M}_i \eta_s) \quad (i, j = 2, 3, \dots, n);$$

donc nous avons

$$(73) \quad \Theta_j(-\mathbb{A}_h) = \Theta_j(-\Delta \sigma_h + \frac{1}{3} \mathbb{M}_h \Omega + \frac{1}{3} \Delta_h(-\mathbb{M}_j \eta_s) \mathcal{L}_j \Omega).$$

Les relations (70) entraînent alors

$$(74) \quad \frac{1}{\Theta} \Theta_i(-\mathbb{A}_h) = \frac{1}{\Xi} \mathfrak{P}_i(-a_h) + \sigma_\alpha p_{ix} \quad (x, i = 2, 3, \dots, n),$$

où l'on a posé

$$\delta = \begin{vmatrix} q_2 \frac{\partial \eta_2}{\partial q_1} - 1 & q_3 \frac{\partial \eta_2}{\partial q_1} & \dots & q_n \frac{\partial \eta_2}{\partial q_1} \\ q_2 \frac{\partial \eta_3}{\partial q_1} & q_3 \frac{\partial \eta_3}{\partial q_1} - 1 & \dots & q_n \frac{\partial \eta_3}{\partial q_1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ q_2 \frac{\partial \eta_n}{\partial q_1} & q_3 \frac{\partial \eta_n}{\partial q_1} & \dots & q_n \frac{\partial \eta_n}{\partial q_1} - 1 \end{vmatrix},$$

$$\mathfrak{P} = \{ \delta_i(-\mathbb{M}_2 \eta_s) \dots \delta_i(-\mathbb{M}_n \eta_s) \} \quad (i = 2, 3, \dots, n);$$

$$a_h = \delta \sigma_h + \frac{1}{3} \mathbb{M}_h \Omega + \frac{1}{3} q_x \frac{\partial \Omega}{\partial q_1} \delta_\alpha(-\mathbb{M}_h \eta_s) \quad (\alpha = 2, 3, \dots, n);$$

$\delta_j(W_s)$, $\mathfrak{P}_j(W_s)$ désignant respectivement ce qui deviennent

δ, ε en remplaçant les éléments de la $(j-1)$ -ème colonne par $W_2, \dots, W_n$.
Et les relations (72), (73) entraînent aussi

$$(75) \quad \delta_j(-\mathbb{M}_i\eta_s) = \delta_i(-\mathbb{M}_b\eta_s) \\ \varepsilon_j(-a_h) = \varepsilon_i\left(-\delta\tau_h + \frac{1}{3}\mathbb{M}_b\Omega + \frac{1}{3}q_1\frac{\partial\Omega}{\partial q_1}\delta_h(-\mathbb{M}_b\eta_s)\right).$$

Tenant compte de la formule (74), les relations (71) entraînent à leur tour

$$(76) \quad \frac{1}{\Delta}\frac{1}{\Theta}\left[\Delta_x(-M_i\eta_s) + \sigma_i\Delta_x\left(-\frac{\partial\eta_s}{\partial q_1}\right)\right][\Theta\mathcal{L}_x\Omega + 3\Theta_x(-\mathbb{M}_b)] \\ = \frac{1}{\delta}\frac{1}{\varepsilon}\left[\delta_x(-M_i\eta_s) + \sigma_i\delta_x\left(-\frac{\partial\eta_s}{\partial q_1}\right)\right]\left[\varepsilon q_x\frac{\partial\Omega}{\partial q_1} + 3\varepsilon_x(-a_h)\right] \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots, n).$$

En vertu des formules (74), (76), le faisceau S' aura comme base les transformations (58), (67) et

$$Zf = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \eta_x\frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + (p_1 + \eta_x p_x)\frac{\partial f}{\partial x} + q_1\frac{\partial f}{\partial p_1} + q_x\frac{\partial f}{\partial p_\alpha} - (\Omega + q_x\sigma_x)\frac{\partial f}{\partial q_1} \\ + \frac{1}{\varepsilon}\varepsilon_x(-a_h)\mathbb{M}_x f - \{M_x\Omega + \sigma_x\frac{\partial\Omega}{\partial q_1} + \frac{1}{\delta}\frac{1}{\varepsilon}\left[\delta_\beta(-M_x\eta_s) + \sigma_x\delta_\beta\left(-\frac{\partial\eta_s}{\partial q_1}\right)\right]\varepsilon q_\beta\frac{\partial\Omega}{\partial q_1} + 3\varepsilon_\beta(-a_h)\}\mathbb{S}_\alpha f \quad (x, \beta = 2, 3, \dots, n).$$

Cette dernière transformation ne renfermant pas les variables $p_{22}, p_{23}, \dots, p_{nn}; p_{122}, p_{123}, \dots, p_{nnn}$, les invariants fondamentaux du sous-faisceau caractéristique S , seront les $4n-1$ invariants principaux de Zf .

21. Conditions nécessaires et suffisantes pour que S' admette effectivement $4n-1$ invariants. — On a vu plus haut que le faisceau S a comme base les transformations (58), (77) :

$$(77) \quad Kf = Zf + \rho_{[x\beta]}P_{[x\beta]}f \quad (x, \beta = 2, 3, \dots, n),$$

et que la base de S' est constituée par les (58), (67), (77). Les transformations $X_i f$ deviennent, d'autre part,

$$X_i f = \Xi_i f + p_{i\alpha}M_\alpha f + (r_i + q_x X_i \xi_\alpha)Qf + (\rho_{i\alpha} + p_{\alpha\beta} X_i \xi_\beta)\mathbb{M}_\alpha f \\ + p_{i[x\beta]}P_{[x\beta]}f + X_i \tau_\alpha S_\alpha f \quad (x, \beta, i = 2, 3, \dots, n)$$

avec

$$\Xi_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} + q_i \frac{\partial f}{\partial p_1}; \quad Qf = \frac{\partial f}{\partial q_1}.$$

Or, on a

$$X_i \xi_h = Y_i \xi_h + r_i P_{11} \xi_h + \rho_{i\alpha} K_{1\alpha} \xi_h \quad (\alpha, i, h = 2, 3, \dots n)$$

et en tenant compte des relations (68) et des identités

$$\Delta_h(-\Xi_i \eta_s) = \Delta_h \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial x_i} \right) + p_i \Delta_h \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial x} \right) + q_i \Delta_h \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial p_1} \right) \quad (i, h = 2, 3, \dots n)$$

on obtient

$$X_i \xi_h = \frac{1}{\Delta} [\Delta_h(-\Xi_i \eta_s) + r_i \Delta_h \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial q_1} \right) + p_{i\alpha} \Delta_h(-M_\alpha \eta_s) + \rho_{i\alpha} \Delta_h(-\mathbb{M}_\alpha \eta_s)] \\ (\alpha, i, h = 2, 3, \dots n).$$

En vertu de ces dernières relations et de la formule (74) il vient

$$X_i f = \mathbb{X}_i f + p_{i[\alpha\beta]} P_{[\alpha\beta]} f + X_i \sigma_\alpha S_\alpha f \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

où l'on a posé

$$\mathbb{X}_i f = \Xi_i f + p_{i\alpha} M_\alpha f + \frac{1}{\Delta} \left\{ \left[\frac{1}{\Xi} \Xi_i(-a_h) + \sigma_\alpha p_{i\alpha} \right] \left[\Delta + q_\beta \Delta_\beta \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial q_1} \right) \right] \right. \\ \left. + q_\alpha [\Delta_\alpha(-\Xi_i \eta_s) + p_{i\beta} \Delta_\alpha(-M_\beta \eta_s) + \rho_{i\beta} \Delta_\alpha(-\mathbb{M}_\beta \eta_s)] \right\} Qf \\ + \left[\rho_{i\alpha} + \frac{1}{\Delta} p_{\alpha\beta} \left\{ \Delta_\beta(-\Xi_i \eta_s) + p_{i\gamma} \Delta_\beta(-M_\gamma \eta_s) + \left[\frac{1}{\Xi} \Xi_i(-a_h) \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \sigma_\gamma p_{i\gamma} \right] \Delta_\beta \left(-\frac{\partial \eta_s}{\partial q_1} \right) + \rho_{i\gamma} \Delta_\beta(-\mathbb{M}_\gamma \eta_s) \right\} \right] \mathbb{M}_\alpha f \\ (x, \beta, \gamma = 2, 3, \dots n).$$

En outre, les transformations $P_{11}f$ sont remplacées par les $S_i f$. Donc le faisceau F_0 , qui laisse Φ invariant, se trouve avoir, plus simplement, comme base les transformations (58), (77), $\mathbb{X}_i f$, $S_i f$.

Mais si l'on envisage des multiplicités intégrales prolongées des éléments $p_1, \dots p_n$; $q_1, \dots q_n$; $\sigma_2, \dots \sigma_n$, le faisceau F_0 donne naissance au faisceau $\bar{F}_0$ qui a pour base les $4n - 3$ transformations

$$\bar{F}_0 : \quad Zf, Z_i f = \Xi_i f + \frac{1}{\delta} \left[\frac{1}{\Xi} \Xi_i(-a_h) + q_\alpha \Xi_i \eta_\alpha \right] Qf;$$

$$G_i f = M_i f + \frac{1}{\delta} (\sigma_i + q_\alpha M_i \eta_\alpha) Qf; \quad Q_i f = \mathbb{M}_i f + \frac{1}{\delta} q_\alpha \mathbb{M}_i \eta_\alpha Qf; \quad S_i f \\ (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

D'après le résultat du numéro précédent Zf sera une transformation distinguée du faisceau $\overline{F}_0$.

Donc Vf étant une transformation quelconque de $\overline{F}_0$:

$$Vf = \zeta Zf + \zeta_x Z_x f + u_x G_x f + v_x Q_x f + w_x S_x f \quad (\alpha = 2, 3, \dots n),$$

il est nécessaire et suffisant que l'on ait

$$(78) \quad (Z, V) \equiv 0 \pmod{\overline{F}_0}.$$

Or, on a $\pmod{\overline{F}_0}$,

$$(Z, Z_i) \equiv \{ Zz_i + Z_iz_1 - \eta_x Z_iz_x - q_x Z_ig_x - \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-a_h) Z_i [\lambda_x - \eta_x] \} Qf$$

$$(Z, G_i) \equiv \{ Zg_i + G_iz_1 - \eta_x G_iz_x - q_x G_ig_x - \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-a_h) G_i [\lambda_x - \eta_x] \} Qf \\ - (Z\eta_i + g_i - q_x G_i \eta_x) P_1 f$$

$$(Z, Q_i) \equiv \{ Z[\lambda_i - \eta_i] + Q_iz_1 - \eta_x Q_iz_x - q_x Q_ig_x - \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-a_h) Q_i [\lambda_x - \eta_x] \} Qf$$

$$(Z, S_i) \equiv 0$$

$$(x, i = 2, 3, \dots n),$$

où l'on a posé

$$z_1 = \Omega + q_x \sigma_x + \eta_x z_x + q_x g_x + \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-a_h) \lambda_\alpha ;$$

$$z_i = \frac{1}{\delta} \left[\frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_i (-a_h) + q_x \Xi_i \eta_x \right]; \quad g_i = \frac{1}{\delta} (\sigma_i + q_x M_i \eta_\alpha);$$

$$\lambda_i = \frac{1}{\delta} q_x \mathbb{M}_i \eta_\alpha; \quad P_k f = \frac{\partial f}{\partial p_k}; \quad (x, i = 2, 3, \dots n).$$

Par la suite la relation (78) entraîne les suivantes

$$(79) \quad \left\{ \begin{array}{l} Z\eta_i + g_i - q_x G_i \eta_x = 0; \\ Zz_i + Z_iz_1 - \eta_x Z_iz_x - q_x Z_ig_x - \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-a_h) Z_i [\lambda_x - \eta_x] = 0 \\ Zg_i + G_iz_1 - \eta_x G_iz_x - q_x G_ig_x - \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-a_h) G_i [\lambda_x - \eta_x] = 0 \\ Z[\lambda_i - \eta_i] + Q_iz_1 - \eta_x Q_iz_x - q_x Q_ig_x - \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-a_h) Q_i [\lambda_x - \eta_x] = 0 \end{array} \right.$$

$$(\alpha, i = 2, 3, \dots n),$$

identités par rapport aux $4n$ variables $x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n; q_1, \dots, q_n; \sigma_2, \dots, \sigma_n$. Le déterminant $\mathfrak{S}_j$ ($-\delta\tau_h$) peut s'écrire sous la forme

$$\mathfrak{S}_j (-\delta\sigma_h) = 0_{jx} \sigma_x \quad (x = 2, 3, \dots n),$$

où θ_μ ne dépendent pas de variables $\sigma_2, \dots, \sigma_n$; donc Zf s'écrit

$$Zf = J + \frac{1}{\theta} \theta_{\beta\alpha} Q_\beta f \sigma_\alpha - B_\alpha S_\alpha f \quad (\alpha, \beta = 2, 3, \dots, n)$$

avec

$$\begin{aligned} Jf &= \frac{\partial f}{\partial x_1} + \eta_\alpha \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + (p_1 + \eta_\alpha p_\alpha) \frac{\partial f}{\partial x} + q_1 \frac{\partial f}{\partial p_1} + q_\alpha \frac{\partial f}{\partial p_\alpha} - \Omega Qf \\ &\quad + \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-b_h) \mathbb{M}_\alpha f; \quad b_h = \frac{1}{3} \delta \mathbb{M}_h \Omega + q_\alpha \frac{\partial \Omega}{\partial q_1} \delta_\alpha (-\mathbb{M}_h \eta_\alpha); \\ &\quad (\alpha = 2, 3, \dots, n). \end{aligned}$$

Vu cette formule et les relations (75), les relations (63) se trouvent remplacées par les

$$(80) \quad J\eta_i = 0, \quad Q_i \eta_j - Q_j \eta_i = 0 \quad (i, j = 2, 3, \dots, n)$$

et les relations (79) entraînent maintenant les (81) qui remplacent les (64);

$$(81) \quad \left\{ \begin{aligned} &J \left[\frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_i (-b_h) \right] + J_i \Omega + 3 \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\alpha (-b_h) J_i \eta_\alpha \\ &\quad - \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_{i\alpha} [H_\alpha \Omega + 3 \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_\beta (-b_h) H_\alpha \eta_\beta] = 0; \\ &J \left(\frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_{i\kappa} \right) + \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_{\alpha\kappa} \left\{ 3 J_i \eta_\alpha - 3 \frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_i \mathfrak{S}_\beta H_\beta \eta_\alpha + Q_\alpha \left[\frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_i (-b_h) \right] \right\} = 0; \\ &Q_p \left(\frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_{i\kappa} \right) = 0 \end{aligned} \right.$$

$$(\alpha, \beta, i, k, p = 2, 3, \dots, n).$$

avec

$$J_i f = \Xi_i f + \frac{1}{\delta} \left[\frac{1}{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}_i (-b_p) + q_\alpha \Xi_i \eta_\alpha \right] Qf; \quad H_i f = M_i f + \frac{1}{\delta} q_\alpha M_i \eta_\alpha Qf.$$

D'autre part, les relations (55) se réduisent à des **identités**, puisque les quantités $q_1, \dots, q_n$ demeurent invariantes par les **transformations** $R_{hk}f$.

Donc, pour que le sous-faisceau caractéristique S admette **effectivement** $4n - 1$ invariants, il est nécessaire et suffisant que les **fonctions** η, Ω satisfassent à la fois aux équations (80), (81).

Remarquons qu'il existe ici un faisceau caractéristique du **second ordre** F_s qui a comme base les n transformations

$$F_s: \quad Jf, Q_i f \quad (i = 2, 3, \dots, n);$$

la structure de F_s étant

$$(Q_i, Q_j) = 0, \quad (Q_i, J) \equiv H_i f + Q_i \eta_\alpha J_\alpha f \pmod{F_s}; \quad (i, j = 2, 3, \dots n),$$

ce faisceau n'est pas complet et admet au plus $n + 2$ invariants

22. Intégration de l'équation. — Soit M une intégrale à n dimensions de l'équation proposée. En la prolongeant jusqu'aux éléments du troisième ordre $E : p_1, \dots, p_n; q_1, \dots, q_n; \sigma_2, \dots, \sigma_n$, on obtient une intégrale à n dimensions du faisceau $\bar{F}_0$. Réciproquement, toute intégrale à n dimensions de $\bar{F}_0$ est une multiplicité M , prolongée au troisième ordre. Désignons par $\bar{x}, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n; \bar{p}_1, \dots, \bar{p}_n; \bar{q}_2, \dots, \bar{q}_n; \bar{\sigma}_2, \dots, \bar{\sigma}_n$, les $4n - 1$ invariants principaux de la transformation Zf , qui se réduisent respectivement à $x, x_2, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n; q_1, \dots, q_n; \sigma_2, \dots, \sigma_n$ pour une valeur numérique arbitraire x_0 de x_1 . Et introduisons les comme variables nouvelles en conservant seulement l'ancienne variable x_1 . La transformation Zf se réduit à $\frac{\partial f}{\partial x_1}$ et tout revient à intégrer le faisceau

$$Z_i f, G_i f, Q_i f, S_i f \quad (i = 2, 3, \dots n),$$

dans lequel x_1 joue le rôle d'une constante arbitraire.

Donc l'intégrale générale à $n-1$ dimensions de $\bar{F}_0$ sera donnée par les formules

$$\begin{aligned} \bar{x} &= F_1(\bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n); \quad \bar{p}_1 = F_2(\bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n); \quad \bar{p}_i = H_i^1(\bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n); \\ \bar{q}_1 &= F_3(\bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) + \bar{\eta}_\alpha H_\alpha^2(\bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n); \quad \bar{q}_i = H_i^2 + \bar{\eta}_\alpha H_{i\alpha}^1; \\ H_i^3 + 2\bar{\eta}_\alpha H_{i\alpha}^2 + \bar{\eta}_\alpha^2 H_{i\alpha\alpha}^1 + 2\bar{\eta}_\alpha \bar{\eta}_\beta H_{i[\alpha\beta]}^1 &= \frac{1}{\bar{\sigma}} \bar{\sigma}_i (-a_h) + \bar{\sigma}_\alpha H_{i\alpha}^1 \\ (\alpha, \beta, i &= 2, 2, \dots n; \alpha \neq \beta), \end{aligned}$$

où l'on a posé

$$\frac{\partial F_h}{\partial \bar{x}_{i_1} \dots \partial \bar{x}_{i_r}} = H_{i_1 \dots i_r}^h(\bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n),$$

F_1, F_2, F_3 étant trois fonctions arbitraires; et $\bar{W}$ désignant ce que devient W en remplaçant x_1 par x_0 et les autres variables par les invariants correspondants. C'est l'intégrale générale à n dimensions, prolongée au troisième ordre, de l'équation proposée.

V. — ÉTUDE DES ÉQUATIONS NON LINÉAIRES DU TROISIÈME ORDRE
A CARACTÉRISTIQUES TRIPLES DANS LE CAS OU LE SOUS-
FAISCEAU CARACTÉRISTIQUE ADMET LE NOMBRE MAXIMUM
D'INVARIANTS.

23. Structure du sous faisceau caractéristique S. — On a vu dans le n° 17 que les équations non linéaires du troisième ordre qui possèdent un seul sous-faisceau caractéristique proviennent de l'élimination des paramètres ξ entre les équations (42), (43) et que le sous-faisceau caractéristique a alors pour base les transformations (44), (45). Les quantités ξ demeurent invariantes par les transformations (45). En effet, les relations (43) développées s'écrivent

$$(82) \quad p_{i11} + 2\xi_{\sigma} p_{i1\alpha} + \xi_{\alpha}^2 p_{i\alpha\alpha} + 2\xi_{\alpha}\xi_{\beta} p_{i[\alpha\beta]} + \frac{1}{3} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = 0$$

$$(\alpha, \beta, i = 2, 3, \dots n; \quad \alpha \neq \beta);$$

elles définissent ξ en fonction de $x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n; p_{11}, \dots p_{nn}; p_{12}, p_{13}, \dots p_{nnn}$.

En dérivant les équations (82) par rapport à ces dernières variables, il vient les relations

$$(83) \quad \frac{\partial \xi_j}{\partial u} = -\frac{1}{\Delta} |A_{i,2} A_{i,3} \dots A_{i,i-1} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_i \partial u} A_{i,i+1} \dots A_{i,n}| \quad (i=2, 3 \dots n);$$

$$(84) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11h}} = 3 \frac{1}{\Delta} \Delta_{h^j}; \quad \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11h}} = \frac{\partial \xi_h}{\partial p_{11j}}; \quad \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{1hh}} = 2 \xi_h \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11h}}; \\ \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{1hk}} = 2 \left(\xi_k \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11h}} + \xi_h \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11k}} \right); \quad \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{1hh}} = \xi_h^2 \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11h}}; \\ \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{hhk}} = \xi_h \left(2 \xi_k \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11h}} + \xi_h \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11k}} \right); \\ \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{hkr}} = 2 \left(\xi_k \xi_r \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11h}} + \xi_h \xi_r \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11k}} + \xi_h \xi_k \frac{\partial \xi_j}{\partial p_{11r}} \right) \end{array} \right.$$

$$(u = x, x_1, \dots x_n; p_1, \dots p_n; p_{11}, p_{12}, \dots p_{nn}; \\ j, h, k, r = 2, 3, \dots n; h \neq k \neq r),$$

où l'on a posé

$$A_{ij} = 6(p_{1ij} + \xi_\alpha p_{\alpha ij}) + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_i \partial \xi_j}; \quad \Delta = |A_{i,2} A_{i,3}, \dots A_{i,n}| \quad (i = 2, 3, \dots n);$$

$$\Delta_{h'} = (-1)^{j+h+1} \begin{vmatrix} A_{2,2} & \dots & A_{2,j-1} & A_{2,j+1} & \dots & A_{2,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{h-1,2} & \dots & A_{h-1,j-1} & A_{h-1,j+1} & \dots & A_{h-1,n} \\ A_{h+1,2} & \dots & A_{h+1,j-1} & A_{h+1,j+1} & \dots & A_{h+1,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{n,2} & \dots & A_{n,j-1} & A_{n,j+1} & \dots & A_{n,n} \end{vmatrix}$$

et l'on a $\Delta \neq 0$, puisque la partie homogène de degré $n-1$ de Δ , par rapport aux p_{ijh} , n'est pas nulle. Tenant compte des formules (84), on vérifie aisément que ξ sont bien des invariants des transformations (45); on a par exemple

$$\begin{aligned} K_{1ij}\xi_h &= P_{1ij}\xi_h - 2\xi_j P_{11i}\xi_h - 2\xi_i P_{11j}\xi_h = 2\left(\xi_j \frac{\partial \xi_h}{\partial p_{11i}} + \xi_i \frac{\partial \xi_h}{\partial p_{11j}}\right) \\ &\quad - 2\xi_j \frac{\partial \xi_h}{\partial p_{11i}} - 2\xi_i \frac{\partial \xi_h}{\partial p_{11j}} = 0 \quad (i \neq j), \end{aligned}$$

et de même pour les autres transformations (45).

Effectuons maintenant un changement de variables en remplaçant $p_{111}, p_{112}, \dots p_{11n}$ par $\Phi, \xi_2, \dots \xi_n$ et en conservant toutes les autres variables. Les transformations (45) se réduisent alors aux

$$(85) \quad K_{pgkf} = P_{pgkf} \quad (p = 1, 2, \dots n; g, k = 2, 3, \dots n),$$

et la transformation (44) devient

$$(86) \quad Kf = Xf + (X\xi_\alpha - X_\beta \Omega P_{11\beta} \xi_\alpha) \Xi_\alpha f \quad (\alpha, \beta = 2, 3, \dots n)$$

avec

$$Xf = X_1 f + \xi_x X_\alpha f; \quad \Xi_\alpha f = \frac{\partial f}{\partial \xi_\alpha}; \quad (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

On suppose bien entendu que l'on a remplacé, dans la formule (86), les $p_{111}, p_{112}, \dots p_{11n}$ par leurs valeurs tirées de relations (42), (43), soit

$$(87) \quad \begin{cases} p_{111} = 3\xi_\alpha^2 p_{1\alpha\alpha} + 6\xi_\alpha \xi_\beta p_{1[\alpha\beta]} + 2\xi_\alpha^3 p_{\alpha\alpha\alpha} + 6\xi_\alpha^2 \xi_\beta p_{[\alpha\alpha\beta]} \\ \quad + 12\xi_\alpha \xi_\beta \xi_\gamma p_{[\alpha\beta\gamma]} + \xi_\alpha \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_\alpha} - \Omega \\ p_{11i} = - \left(2\xi_\alpha p_{1\alpha i} + \xi_\alpha^2 p_{\alpha\alpha i} + 2\xi_\alpha \xi_\beta p_{[\alpha\beta]i} + \frac{1}{3} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} \right) \\ \quad (\alpha, \beta, \gamma, i = 2, 3, \dots n; \quad \alpha \neq \beta \neq \gamma). \end{cases}$$

Or, en tenant compte des relations (83), (84), on obtient les identités

$$\Delta X_p \xi_q = \Delta_q^\alpha X_p \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_\alpha} \quad (p = 1, 2, \dots n ; \alpha, q = 2, 3, \dots n).$$

Vu ces identités et les relations (84), la transformation (86) peut s'écrire

$$(88) \quad Kf = Xf + \frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \Xi_\alpha f \quad (\alpha, \beta = 2, 3, \dots n)$$

où l'on a posé

$$H_i = X \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} - 3X_i \Omega.$$

Le faisceau S a donc, plus simplement, comme base les transformations (85), (88) et on reconnaît l'analogie avec les formules indiquées dans le n° 9, pour les équations du second ordre.

Les crochets non identiquement nuls de la structure de S sont

$$(89) \quad \left\{ \begin{array}{l} (K_{1i}, K) = R_{ii} + P_{1i} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \Xi_\alpha ; (K_{1j}, K) = R_{ij} \\ \quad + P_{1j} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \Xi_\alpha ; (K_{ii}, K) = \xi_i R_{ii} + P_{ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \Xi_\alpha ; \\ (K_{ij}, K) = \xi_j R_{ii} + \xi_i R_{ij} + P_{ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \Xi_\alpha ; (K_{jh}, K) = \xi_h R_{ij} + \xi_j R_{ih} \\ \quad + \xi_i R_{jh} + P_{jh} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \Xi_\alpha \\ (i, j, h = 2, 3, \dots n ; i \neq j \neq h) ; \end{array} \right.$$

$R_{ij}f$, $R_{ij}f$ conservant la même signification que dans le n° 18.

Donc le sous-faisceau caractéristique triple ne peut jamais être un faisceau involutif, et a fortiori un faisceau complet.

24. Conditions nécessaires pour que S admette le nombre maximum d'invariants. — Les $\frac{n(n-1)}{2}$ transformations infinitésimales R_{ij} , R_{ii} étant indépendantes, S ne peut atteindre le nombre maximum d'invariants que si l'on a identiquement

$$\begin{aligned} (K_{ii}, K) &= \xi_i (K_{1i}, K) ; (K_{ij}, K) = \xi_j (K_{1i}, K) + \xi_i (K_{1j}, K) ; (K_{jh}, K) \\ &= \xi_h (K_{1j}, K) + \xi_j (K_{1h}, K) + \xi_i (K_{1h}, K) ; \\ &\quad (i \neq j \neq h = 2, 3, \dots n) ; \end{aligned}$$

ce qui entraîne les relations

$$\begin{aligned} P_{iii}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) &= \xi_i P_{1ii}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) ; P_{iiy}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) = \xi_j P_{1ii}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) \\ &+ \xi_i P_{1iy}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) ; P_{iyh}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) = \xi_h P_{1iy}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) \\ &+ \xi_j P_{1ih}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) + \xi_i P_{1jh}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) \\ &(\alpha, \beta, i, j, h, k = 2, 3, \dots n ; i \neq j \neq h). \end{aligned}$$

Or, on vérifie aisément les identités

$$\begin{aligned} P_{iii}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) &= \xi_i P_{1ii}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) ; P_{iiy}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) = \xi_j P_{1ii}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) + \xi_i P_{1iy}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) ; \\ P_{iyh}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) &= \xi_h P_{1iy}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) + \xi_j P_{1ih}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) + \xi_i P_{1jh}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\tau\right) ; \\ &(i, j, h, k, \tau = 2, 3, \dots n ; i \neq j \neq h) ; \end{aligned}$$

donc les relations ci dessus deviennent

$$\begin{aligned} \Delta_K^\beta (P_{iii} H_\beta - \xi_i P_{1ii} H_\beta) &= 0 ; \Delta_K^\beta (P_{iiy} H_\beta - \xi_j P_{1ii} H_\beta - \xi_i P_{1iy} H_\beta) = 0 ; \\ \Delta_K^\beta (P_{iyh} H_\beta - \xi_h P_{1iy} H_\beta - \xi_j P_{1ih} H_\beta - \xi_i P_{1jh} H_\beta) &= 0 \\ &(\beta, i, j, h = 2, 3, \dots n ; i \neq j \neq h), \end{aligned}$$

ce qui entraîne les $\frac{n(n-1)}{2}$ relations

$$(90) \quad R_{ij}\Omega = 0 \quad (i, j = 2, 3, \dots n).$$

Ce sont les conditions nécessaires auxquelles Ω doit être assujetti, pour que S puisse atteindre le nombre maximum d'invariants.

Sous ces conditions les crochets (89) n'introduisent que les $\frac{n(n-1)}{2}$ transformations nouvelles

$$(91) \quad \Theta_{gkf} = R_{gkf} + P_{1gk}\left(\frac{1}{\Delta} \Delta_K^\beta H_\beta\right) \Xi_{\alpha f} \quad (\alpha, \beta, g, k = 2, 3, \dots n),$$

et le premier dérivé S' de S a alors comme base les $m + \frac{n(n-1)}{2}$ transformation (85), (88), (91) ($m = 1 + \frac{n(n-1)(n+4)}{6}$ étant le degré de S).

25. Structure du faisceau S'. — C'est de la nature du faisceau S' que dépendent le nombre et la nature des invariants de S. Formons donc les crochets des transformations de base de S'. Pour les crochets (K, Θ_u) il vient

$$(92) \quad (K, \Theta_u) = (X, R_{ii}) + \frac{1}{\Delta} \Delta_{\alpha}^{\beta} H_{\beta}(\Xi_{\alpha}, R_{ii}) + P_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_{\alpha}^{\beta} H_{\beta} \right) (X, \Xi_{\alpha}) \\ + \left[KP_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_{\alpha}^{\beta} H_{\beta} \right) - \Theta_{ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_{\alpha}^{\beta} H_{\beta} \right) \right] \Xi_{\alpha} \\ (\alpha, \beta, i = 2, 3, \dots n).$$

Calculons d'abord les crochets

$$(X, R_{ii}) = (X_1, R_{ii}) + \xi_x(X_x, R_{ii}) \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n);$$

on obtient les relations

$$(X_1, R_{ii}) = \xi_i M_{if} - \xi_x \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_x} \right) P_{1if} + \frac{1}{3} \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_x} \right) P_{1xf}; \\ (X_i, R_{ii}) = -M_{if} + \frac{1}{3} \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} \right) P_{1if}; \quad (X_j, R_{ii}) + \frac{1}{3} \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j} \right) P_{1if}; \\ (\alpha, i, j = 2, 3, \dots n; \quad i \neq j)$$

avec

$$M_{if} = \frac{\partial f}{\partial p_i} - \xi_i \frac{\partial f}{\partial p_1};$$

d'où

$$(93) \quad (X, R_{ii}) = \frac{1}{3} \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_x} \right) K_{1xf} \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n),$$

les K_{hf} conservant la même signification que dans le n° 18.

Passons ensuite aux crochets

$$(X, \Xi_i) = (X_1, \Xi_i) + \xi_x(X_x, \Xi_i) - X_i \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n);$$

on a

$$(X_1, \Xi_i) = \left(2\rho_{ix} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_i \partial \xi_x} \right) P_{1ix} - \xi_x \left(6\rho_{ix} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_i \partial \xi_x} \right) P_{11}; \\ (X_i, \Xi_h) = \left(2\rho_{ih} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_i \partial \xi_h} \right) P_{11}; \quad (\alpha, i, h = 2, 3, \dots n);$$

avec

$$\rho_{ih} = p_{1ih} + \xi_x p_{\alpha ih} \quad (\alpha = 2, 3, \dots n);$$

il suit

$$(94) \quad (X, \Xi_i) = \left(2\rho_{ix} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_i \partial \xi_x} \right) K_{1xf} - X_{if}.$$

Quant aux crochets (Ξ_h, R_{ii}) on obtient les formules

$$(95) \quad (\Xi_i, R_{ii}) = -K_{1i}f; \quad (\Xi_j, R_{ii}) = 0; \quad (i \neq j = 2, 3, \dots n).$$

Tenant compte des formules (93), (94), (95), les crochets (92) peuvent s'écrire

$$(96) \quad (K, \theta_{ii}) = \left[\frac{1}{3} \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_\alpha} \right) + \left(2\varphi_{\alpha\gamma} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_\alpha \partial \xi_\gamma} \right) P_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\gamma^\beta H_\beta \right) \right] K_{1\alpha}f - \\ - \frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta K_{1i}f - P_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) X_{\alpha}f + \left[KP_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) - \right. \\ \left. - \theta_{ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \right] \Xi_{\alpha}f \quad (\alpha, \beta, \gamma, i = 2, 3, \dots n).$$

Un calcul semblable fournit ensuite pour les autres crochets, non identiquement nuls et non congrus à zéro, de la structure de S' les expressions

$$(97) \quad (K, \theta_{ij}) = \left[\frac{1}{3} \left(R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_\alpha} \right) + \left(2\varphi_{\alpha\gamma} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \xi_\alpha \partial \xi_\gamma} \right) P_{1ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\gamma^\beta H_\beta \right) \right] K_{1\alpha}f - \\ - \frac{1}{\Delta} \Delta_j^\beta H_\beta K_{1i}f - \frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta K_{1j}f - P_{1ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) X_{\alpha}f \\ + \left[KP_{1ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) - \theta_{ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \right] \Xi_{\alpha}f; \\ (98) \quad \left\{ \begin{array}{l} (\theta_{ii}, \theta_{jj}) = P_{1ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta \right) K_{1j}f - P_{1ji} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_j^\beta H_\beta \right) K_{1i}f \\ \quad + \left[\theta_{ii} P_{1jj} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) - \theta_{jj} P_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \right] \Xi_{\alpha}f; \\ (\theta_{ii}, \theta_{hk}) = P_{1hki} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta \right) K_{1h}f - P_{1ih} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_k^\beta H_\beta \right) K_{1i}f \\ \quad - P_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_h^\beta H_\beta \right) K_{1k}f + \left[\theta_{ii} P_{1hk} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) - \right. \\ \quad \left. - \theta_{hk} P_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \right] \Xi_{\alpha}f; \\ (\theta_{ij}, \theta_{hk}) = P_{1hki} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta \right) K_{1j}f + P_{1hjk} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_j^\beta H_\beta \right) K_{1i}f \\ \quad - P_{1ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_h^\beta H_\beta \right) K_{1k}f - P_{1ik} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_j^\beta H_\beta \right) K_{1h}f \\ \quad + \left[\theta_{ij} P_{1hk} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) - \theta_{hk} P_{1ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \right] \Xi_{\alpha}f; \\ (K_{pgk}, \theta_{qr}) = P_{pgk} P_{1qr} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_\alpha^\beta H_\beta \right) \Xi_{\alpha}f \\ (p = 1, 2, \dots n; \alpha, \beta, \gamma, i, j, h, k, g, q, r = 2, 3, \dots n; i \neq j; h \neq k). \end{array} \right.$$

26. Conditions nécessaires et suffisantes pour que S' soit un faisceau complet. — Nous allons maintenant examiner, si le faisceau S' peut être un faisceau complet. Les formules (96), (97), (98) montrent que les conditions nécessaires et suffisantes pour qu'il en soit ainsi sont

$$(99) \quad \frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta = \frac{1}{3} \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} \right); \quad (100) \quad \frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta = \frac{1}{3} \left(R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j} \right);$$

$$(101) \quad R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j} = 0; \quad (102) \quad R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = 0;$$

$$(103) \quad P_{1ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_h^\beta H_\beta \right) = 0; \quad (104) \quad P_{1ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_h^\beta H_\beta \right) = 0;$$

$$(105) \quad R_{ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_h^\beta H_\beta \right) = R_{ij} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_h^\beta H_\beta \right) = 0;$$

($\beta, i, j, h, \tau = 2, 3, \dots n; i \neq j \neq \tau$).

Mais ces conditions se simplifient beaucoup. Les relations (105) sont des conséquences de (99), (100), (101), (102). En effet, les (99) entraînent

$$(106) \quad R_{ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta \right) = \frac{1}{3} R_{ii} R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i}.$$

Or, en comparant les relations (99), (100), il vient

$$(107) \quad R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j} \quad (i \neq j);$$

on en déduit

$$R_{ii} R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = R_{ii} R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j},$$

et comme par ailleurs

$$R_{ii} R_{ij} f = R_{ij} R_{ii} f,$$

on obtient

$$R_{ii} R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j} = R_{ij} R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j}.$$

Le second membre de cette dernière relation est nul, à cause de (101) ; donc les (106) se réduisent à

$$R_{ii} \left(\frac{1}{\Delta} \Delta_i^\beta H_\beta \right) = 0 \quad (\beta, i = 2, 3, \dots n).$$

Ce sont bien les relations (105) pour $h = i$; de même pour les autres.

Donc les conditions ci-dessus se réduisent aux (99), (101), (102), (107), puisque les relations (103), (104) sont manifestement des conséquences de (99) et que les (100) peuvent être remplacées par les (107).

Mais on peut préciser davantage ces conditions. Les relations (99), à cause des identités évidentes

$$\Delta + A_{i,\beta} \Delta_i^\beta = 0 \quad (\beta, i = 2, 3, \dots n),$$

s'écrivent

$$(108) \quad \Delta_i^\beta \left[3H_\beta + A_{i,\beta} \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} \right) \right] = 0.$$

Or, un calcul facile montre que

$$H_i = (R_{\alpha i} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} - 3K_{1\alpha} \Omega) \rho_{\alpha i} + \left(R_{[\gamma \delta]} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} \right) \rho_{[\gamma \delta]} + \Gamma_i \\ (\alpha, \gamma, \delta, i = 2, 3, \dots n ; \quad \gamma \neq i ; \quad \delta \neq i),$$

où l'on a posé

$$\Gamma_h = Y_1 \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_h} + \xi_x \left(Y_\alpha \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_h} \right) - \Omega \left(P_{11} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_h} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_x} \left(K_{1x} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_h} \right) \\ - 3(Y_h \Omega - \frac{1}{3} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_h} P_{11} \Omega) ; \\ Y_h f = \frac{\partial f}{\partial x_h} + p_h \frac{\partial f}{\partial x} + p_{h\alpha} \frac{\partial f}{\partial p_\alpha} ; \\ (\alpha = 2, 3, \dots n) ;$$

ce qui peut s'écrire, en vertu des relations (101), (102), (107),

$$H_i = B_\alpha \rho_{\alpha i} + \Gamma_i \quad (\alpha = 2, 3, \dots n),$$

avec

$$B_h = R_{hh} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_h} - 3K_{1h} \Omega.$$

Comme de plus, en tenant compte de (90), il vient

$$(109) \quad B_i + 2 \left(R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} \right) = 3\Xi_i R_{ii} \Omega = 0,$$

les relations (108) deviennent

$$\Delta_i^\beta (B_\gamma A_{\gamma, \beta} + 6\Gamma_\beta - B_\alpha C_{\alpha\beta}) = 0 \quad (\alpha, \beta, \gamma, i = 2, 3, \dots n; \gamma \neq i).$$

avec

$$C_{hk} = \frac{\partial^3 \Omega}{\partial \xi_h \partial \xi_k}.$$

Ces dernières relations se simplifient encore, car on a identiquement

$$A_{j, \beta} \Delta_i^\beta = 0 \quad (\beta, i, j = 2, 3, \dots n; i \neq j);$$

elles deviennent donc

$$\Delta_i^\beta (6\Gamma_\beta - B_\alpha C_{\alpha\beta}) = 0 \quad (\alpha, \beta, i = 2, 3, \dots n).$$

Vu la forme des déterminants Δ^h_k et la relation évidente

$$B_i + 2K_{1i}\Omega = 0,$$

on conclut que ces relations ne peuvent être identiquement vérifiées que si Ω satisfait à la fois aux $n - 1$ équations

$$(110) \quad 3\Gamma_i + C_{\alpha i} K_{1\alpha} \Omega = 0 \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n).$$

Comme enfin on peut obtenir les identités

$$R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j} = \Xi_j R_{ii} \Omega; \quad R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_r} = \xi_r R_{ij} \Omega; \quad R_{ii} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} - K_{1i} \Omega = \Xi_i R_{ii} \Omega; \\ R_{ij} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_j} - K_{1i} \Omega = \Xi_j R_{ij} \Omega,$$

il s'ensuit que (101), (102), (107) sont des conséquences de (90) et on arrive ainsi à la conclusion suivante :

Le faisceau S' ne peut être un faisceau complet, et par suite S ne peut admettre le nombre maximum d'invariants, que si Ω satisfait à la fois aux équations (90), (110) ; Ω étant assujettie à ces conditions, le nombre des invariants de S sera $4n - 1$.

27. Réduction des conditions (90), (110). — Le faisceau S se trouve, d'après ce qui précède, avoir comme base les transformations (85), (111) :

$$(111) \quad Kf = Xf + \frac{1}{3} K_{1\alpha} \Omega \Xi_\alpha f \quad (\alpha = 2, 3, \dots n),$$

tandis que le faisceau S' s'obtient en adjoignant à ces transformations les

$$(112) \quad \Theta_{g\kappa} f = R_{g\kappa} f \quad (g, \kappa = 2, 3 \dots n).$$

Remplaçons la fonction Ω par une autre fonction ψ de $4n$ variables $x, x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n; q_1, \dots, q_n; \xi_2, \dots, \xi_n$; avec

$$q_\kappa = p_{1\kappa} + \xi_\alpha p_{\alpha\kappa} \quad (\kappa = 2, 3 \dots n)^{(1)};$$

on aura alors

$$(113) \quad \frac{\partial \Omega}{\partial \xi_i} = J_i \psi + p_{i\alpha} \mathbb{M}_\alpha \psi; \quad K_{1\alpha} \Omega = \mathbb{M}_\alpha \psi; \quad (\alpha = 2, 3 \dots n)$$

avec

$$J_i f = \frac{\partial f}{\partial \xi_i} + q_i \frac{\partial f}{\partial q_1}; \quad \mathbb{M}_i f = \frac{\partial f}{\partial q_i} - \xi_i \frac{\partial f}{\partial q_1}.$$

Introduisons maintenant comme variables $q_1, \dots, q_n$ à la place de $p_{11}, p_{12}, \dots, p_{1n}$ et gardons toutes les autres. Les transformations (85) demeurent telles quelles, tandis que la transformation (111), à cause des formules (113), devient

$$(114) \quad Kf = Zf + \rho_{[\alpha\beta]} P_{[\alpha\beta]} f \quad (\alpha, \beta = 2, 3 \dots n)$$

avec

$$\begin{aligned} Zf = & \frac{\partial f}{\partial x_1} + \xi_\alpha \frac{\partial f}{\partial x_\alpha} + (p_1 + \xi_\alpha p_\alpha) \frac{\partial f}{\partial x} + q_\gamma \frac{\partial f}{\partial p_\gamma} - \psi \frac{\partial f}{\partial q_1} \\ & + \frac{1}{3} \mathbb{M}_\alpha \psi J_\alpha f - \frac{1}{3} J_\alpha \psi \mathbb{M}_\alpha f \quad (\gamma = 1, 2, \dots, n; \alpha = 2, 3, \dots, n); \end{aligned}$$

et que les transformations (112) se réduisent à

$$(115) \quad \Theta_{g\kappa} f = P_{g\kappa} f \quad (g, \kappa = 2, 3, \dots, n).$$

Le faisceau S a donc pour base les transformations (85), (114) et le faisceau S' les transformations (85), (115), Zf . Dans la transformation infinitésimale Zf ne figurent pas les variables $p_{22}, p_{23}, \dots, p_{nn}; p_{122}, p_{123}, \dots, p_{nnn}$; ce qui indique que les $4n - 1$ invariants fondamentaux de S' (et par suite de S) ne sont autres que les $4n - 1$ invariants principaux de cette transformation.

Ceci posé, complétons la base de S en lui adjoignant les trans-

⁽¹⁾ Ce qui est possible, à cause des relations (90).

formations auxquelles se ramènent les $\Xi_2 f, \dots \Xi_n f$; $X_2 f, \dots X_n f$, par le changement de variables ci dessus, de manière à obtenir la base du faisceau associé F_0 . Les $\Xi_i f$ deviennent

$$(116) \quad \Xi_i f = J_i f + p_i \alpha \mathbb{M}_2 f \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n),$$

et les $X_i f$ peuvent être remplacées par

$$(117) \quad \mathbb{X}_i f = Z_i f + p_{i2} G_2 f + p_{i3} \mathbb{M}_2 f \quad (\alpha, i = 2, 3, \dots n)$$

où l'on a posé

$$Z_i f = \frac{\partial f}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial f}{\partial x} + q_i \frac{\partial f}{\partial p_1} - \frac{1}{3} J_i \psi \frac{\partial f}{\partial q_1}; \quad G_i f = \frac{\partial f}{\partial p_i} - \xi_i \frac{\partial f}{\partial p_1} - \frac{1}{3} \mathbb{M}_i \psi \frac{\partial f}{\partial q_1}.$$

Le faisceau F_0 a donc pour base les transformations (85), (114), (116), (117).

On pourrait même prendre les variables $\rho_{22}, \rho_{23}, \dots \rho_{nn}$ à la place de $p_{122}, p_{123}, \dots p_{1nn}$, ce qui remplacerait les transformations $K_{1gk} f = P_{1gk} f$ par les $K_{1gk} f = \frac{\partial f}{\partial \rho_{gk}} = \zeta_{gk} f$, tandis que toutes les autres transformations de base de F_0 demeureraient inaltérées.

Il est maintenant bien clair que toute intégrale complète de l'équation du troisième ordre prolongée des éléments $E : p_1, \dots p_n ; q_1, \dots q_n ; \xi_2, \dots \xi_n$, constitue une intégrale générale à n dimensions (intégrale complète à n dimensions) du faisceau $\overline{F}_0$ qui a pour base les $4n - 3$ transformations $Zf ; Z_2 f, \dots Z_n f ; G_2 f, \dots G_n f ; M_2 f, \dots M_n f ; J_2 f, \dots J_n f$.

Réciproquement toute intégrale générale à n dimensions de $\overline{F}_0$ sera une intégrale complète, prolongée des éléments E , de l'équation en question.

La transformation infinitésimale Zf doit être, d'après ce qui précède, une transformation distinguée de $\overline{F}_0$, c'est à dire qu'elle doit être en involution avec toutes les transformations de $\overline{F}_0$. Exprimons ceci pour une transformation quelconque de $\overline{F}_0$,

$$Vf = \zeta Zf + \zeta_x Z_x f + g_x G_x f + m_x \mathbb{M}_x f + j_x J_x f \quad (\alpha = 2, 3, \dots n).$$

On a les formules (mod $\overline{F}_0$),

$$\begin{aligned} (Z, Z_i) &\equiv (Z_i\psi - \frac{1}{3} ZJ_i\psi) \frac{\partial f}{\partial q_1}; & (Z, G_i) &\equiv (G_i\psi - \frac{1}{3} Z\mathbb{M}_i\psi) \frac{\partial f}{\partial q_1}; \\ (Z, \mathbb{M}_i) &\equiv 0; & (Z, J_i) &\equiv 0; \\ & & (i = 2, 3, \dots n); \end{aligned}$$

donc on ne peut avoir

$$(Z, V) \equiv 0 \pmod{\overline{F}_0}$$

que si ψ satisfait à la fois aux $2(n - 1)$ équations aux dérivées partielles du second ordre

$$(118) \quad 3Z_i\psi - ZJ_i\psi = 0; \quad 3G_i\psi - Z\mathbb{M}_i\psi = 0; \quad (i = 2, 3, \dots n).$$

Ces équations sont vérifiées si l'on prend, en particulier, pour ψ une fonction arbitraire de $\xi_2, \dots \xi_n$. Les équations (118) remplacent les conditions (90), (110) du numéro précédent et on pourrait les établir directement, en utilisant les formules de changement de la fonction Ω en ψ . On constate ainsi que les relations (90) se réduisent à des identités et que les (118) ne sont autres que les relations (110).

28. Utilisation des invariants de S pour l'intégration de l'équation. — D'après les résultats du numéro précédent on n'a qu'à intégrer le faisceau $\overline{F}_0$ pour que l'on puisse obtenir une multiplicité intégrale à n dimensions, prolongée des éléments E , de l'équation du troisième ordre en question. Il suffit pour cela d'introduire comme variables nouvelles les $4n - 1$ invariants principaux de la transformation Zf et de garder une seule des anciennes variables. La base de $\overline{F}_0$ prend ainsi une forme très simple et l'intégration se fait alors immédiatement. Mais nous préférons ici procéder un peu différemment. Le faisceau F_0 ayant comme base les transformations (114), (116), (117) et

$$K_{ik}f = \mathfrak{C}_{ik}f; \quad K_{ikh}f = P_{ikh}f; \quad (i, k, h = 2, 3, \dots n),$$

tout sous faisceau complet de F_0 définissant une intégrale complète sera de la forme

$$\begin{aligned} U_1f &= Kf + u_{[\alpha\beta]}K_{[\alpha\beta]}f; & U_if &= \mathfrak{X}_if + v_{ix}\Xi_{\alpha}f + w_{i[\alpha\beta]}K_{[\alpha\beta]}f; \\ & & (\alpha, \beta, i &= 2, 3, \dots n); & i &= 1, 2, \dots n). \end{aligned}$$

Désignons par $\bar{x}, \bar{x}_2, \dots \bar{x}_n; \bar{p}_1, \dots \bar{p}_n; \bar{q}_1, \dots \bar{q}_n; \bar{\xi}_2 \dots \bar{\xi}_n$ les $4n - 1$ invariants principaux de Zf , satisfaisant aux équations

$$\bar{x} = x, \bar{x}_i = x_i, \bar{p}_r = p_r, \bar{q}_r = q_r, \bar{\xi}_i = \xi_i \quad \text{pour } x_1 = x_0 \\ (r = 1, 2, \dots n; i = 2, 3, \dots n),$$

x_0 étant une valeur numérique arbitraire ; ce sont des invariants de la transformation U_1f . Désignons encore par $\bar{p}_{ik}, \bar{\rho}_{ik}, \bar{p}_{ikh}$, les autres invariants principaux de U_1f tels que

$$\bar{p}_{ik} = p_{ik}, \bar{\rho}_{ik} = \rho_{ik}, \bar{p}_{ikh} = p_{ikh} \quad \text{pour } x_1 = x_0 \quad (i, k, h = 2, 3, \dots n).$$

Effectuons maintenant un changement de variables en prenant pour variables nouvelles tous les invariants principaux de U_1f et on conservant seulement l'ancienne variable x_1 . Comme les relations qui expriment que le faisceau U_1f, U_1f est complet, peuvent s'écrire sous la forme

$$(U_i, U_1) = \omega_{i\alpha} U_\alpha; \quad (U_i, U_j) = 0; \quad (\alpha, i, j = 2, 3, \dots n; i \neq j),$$

un calcul facile prouve que ce faisceau se trouve avoir, plus simplement, comme base

$$V_1f = \frac{\partial f}{\partial x_1}; \quad V_1f = \frac{\partial f}{\partial x_1} + \bar{p}_i \frac{\partial f}{\partial x} + \bar{q}_i \frac{\partial f}{\partial p_1} - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial \bar{\xi}_i} + \bar{q}_i \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial q_1} \right) \frac{\partial f}{\partial q_1} \\ + \bar{p}_{ix} \left[\frac{\partial f}{\partial p_x} - \bar{\xi}_x \frac{\partial f}{\partial p_1} - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial q_x} - \bar{\xi}_x \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial q_1} \right) \frac{\partial f}{\partial q_1} \right] + \bar{\rho}_{ix} \left(\frac{\partial f}{\partial q_x} - \bar{\xi}_x \frac{\partial f}{\partial q_1} \right) \\ + \bar{\rho}_{i\gamma} \left[\frac{\partial f}{\partial \bar{\xi}_x} + \bar{q}_x \frac{\partial f}{\partial q_1} + \bar{p}_{\beta x} \left(\frac{\partial f}{\partial q_x} - \bar{\xi}_x \frac{\partial f}{\partial q_1} \right) \right] + \bar{\omega}_{i1[\alpha\beta]} \frac{\partial f}{\partial p_{[\alpha\beta]}} \\ + \bar{\omega}_{i[\alpha\beta\gamma]} \frac{\partial f}{\partial p_{[\alpha\beta\gamma]}} \\ (\alpha, \beta, \gamma, i = 2, 3, \dots n),$$

$\bar{\pi}$ désignant ce qui devient π en remplaçant x_1 par x_0 et les autres variables par les invariants correspondants. Or, l'intégration du faisceau V_1f, V_1f supposé complet, s'effectue immédiatement et on en déduit que les multiplicités à n dimensions les plus générales,

prolongées au troisième ordre, satisfaisant à l'équation en question sont définies par les relations

$$\begin{aligned} \bar{x} &= F_1(\bar{x}_2, \dots \bar{x}_n), \quad \bar{p}_1 = F_2(\bar{x}_2, \dots \bar{x}_n); & \bar{p}_i &= H^1_i(\bar{x}_2, \dots \bar{x}_n); \\ \bar{q}_1 &= F_3(\bar{x}_2, \dots \bar{x}_n) + \bar{\xi}_x H^2_x(\bar{x}_2, \dots \bar{x}_n); & \bar{q}_i &= H^2_i + \bar{\xi}_x H^1_{ix}; \\ H^3_i + 2\bar{\xi}_x H^2_{ix} + \bar{\xi}_x^2 H^1_{ix} + 2\bar{\xi}_x \bar{\xi}_\beta H^1_{i[\alpha\beta]} + \frac{1}{3} \frac{\partial \Omega}{\partial \bar{\xi}_i}(\bar{\xi}_2, \dots \bar{\xi}_n; \quad x_0, \bar{x}_2, \dots \bar{x}_n; \\ F_1, F_2, F_3; \quad H^1_2 \dots H^1_n; \quad H^2_2 \dots H^2_n; \quad H^1_{22}, H^1_{23} \dots H^1_{nn}) &= 0; \\ (\alpha, \beta, i &= 2, 3, \dots n; \quad \alpha \neq \beta) \end{aligned}$$

avec

$$\frac{\partial F_h}{\partial \bar{x}_{i_1} \dots \partial \bar{x}_{i_r}} = H^h_{i_1 \dots i_r}(\bar{x}_2, \dots \bar{x}_n),$$

les F_1, F_2, F_3 désignant trois fonctions arbitraires.

La solution du problème de CAUCHY se trouve ainsi mise en évidence.

