assez méprisée. Quelques-uns, en dehors de cette enceinte bien entendu, me traitaient de rêveur, et ce n'est pas le mot le moins aimable dont on se soit servi.

Depuis, la science nouvelle a fait ses preuves, et on peut dire qu'aujourd'hui elle est universellement appréciée. Moi-même j'y suis revenu souvent, non plus ici, mais dans le *Bulletin* de M. Darboux et surtout dans les *Mémoires* de la Société des sciences physiques et naturelles de Bordeaux.

Malgré tout ce que j'ai écrit et ce que j'ai pu comprendre dans les écrits des autres, je n'étais pas entièrement satisfait. Je me demandais comment il faut établir la Géométrie si l'on ne veut faire aucune hypothèse, ou, du moins, si l'on ne veut faire apparaître l'hypothèse et l'approximation qu'au moment de passer à la pratique, mais non dans l'exposition théorique de la science.

On peut, me dira-t-on, considérer la Géométrie comme un fait expérimental. Je le veux bien, mais c'est un fait très complexe et très vague. N'y a-t-il pas moyen de l'analyser et de le préciser? Je suis convaincu de l'affirmative, et c'est l'objet du présent Mémoire.

Je prie la Classe, qui a bien voulu accueillir autrefois mon premier essai, d'accueillir encore ce qui sera mon dernier mot sur cette question.

Entraîné désormais dans d'autres courants d'idées, je ne pourrai plus revenir sur la Géométrie générale; et, d'ailleurs, les développements qu'elle recevrait encore ne répondraient plus aux véritables scrupules de ma conscience scientifique, et n'auraient, pour moi, qu'un intérêt secondaire. »

—

Nouvelle recherche des termes du second ordre dans les formules de réduction des circompolaires en ascension droite et déclinaison (seconde communication) (*); par F. Folie, membre de l'Académie.

§ V. — *Recherches des termes du second ordre dus à l'aberration systématique.*

Dans ce qui précède, il a été tenu compte seulement des termes du second ordre provenant de la nutation, de l'aberration annuelle, et de leur combinaison, parce qu'ils sont les seuls qu'on puisse calculer dans l'état actuel de nos connaissances.

Mais si la vitesse systématique est égale à celle de la Terre, il va de soi que l'aberration systématique donnera lieu à des termes de même grandeur que l'aberration annuelle; ceux du premier ordre, à la vérité, étant constants, rentreront dans la correction du lieu moyen de l'étoile, mais ceux du second ordre sont périodiques.

Leur recherche nous fournira en même temps l'occasion de démontrer les formules que nous avons données dans le § II pour le calcul des termes du second ordre de l'aberration annuelle.

Si l'on représente par v_x, v_y, v_z les composantes de la vitesse de la Terre, et par υ l'inverse de la vitesse absolue V de la lumière, on sait que

$$1^\circ \qquad \mathrm{tg}(\alpha' - \alpha) = \Delta\alpha = \frac{\upsilon \sec\delta(\cos\alpha v_y - \sin\alpha v_x)}{1 + \upsilon \sec\delta(\sin\alpha v_y + \cos\alpha v_x)}.$$

Le terme du premier ordre sera

$$A_\alpha = \upsilon \sec\delta(\cos\alpha v_y - \sin\alpha v_x);$$

(*) Voir *Bulletins*, 3e sér., t. XXIII, p. 356.

celui du second,

$$\Delta A_\alpha = -\upsilon \sec\delta A_\alpha (\sin\alpha v_y + \cos\alpha v_x).$$

2° $$\operatorname{tg}(\delta' - \delta) = \Delta\delta = -\upsilon \sin\delta(\sin\alpha v_y + \cos\alpha v_x) - \tfrac{1}{2}\upsilon^2 \operatorname{tg}\delta(v_y^2 + v_x)^2,$$

en négligeant, dans cette formule, tous les termes, tant du premier ordre que du second, qui ont cos δ pour facteur, puisque nous ne nous occupons que des circompolaires.

D'où

$$A_\delta = -\upsilon \sin\delta(\sin\alpha v_y + \cos\alpha v_x)$$
$$\Delta A_\delta = -\tfrac{1}{2}\upsilon^2 \operatorname{tg}\delta(v_y^2 + v_x^2).$$

Or, les composantes de la vitesse de la terre sont, abstraction faite du mouvement diurne, dont l'influence en aberration est bien connue,

$$v_x = m_1(\sin\odot + e\sin\Gamma) + \sigma'\cos A',$$
$$v_y = -c_1 m_1(\cos\odot + e\cos\Gamma) + \sigma'\sin A'.$$

Dans ces formules, outre les notations connues, nous appelons c_1 le cosinus de l'obliquité, σ' la vitesse systématique réduite, c'est-à-dire projetée sur l'équateur, A' l'Æ de l'Apex du mouvement systématique.

On voit immédiatement, par ce qui précède, qu'on peut écrire

$$\Delta A_\alpha = \upsilon \operatorname{tg}\delta \mathbf{A}_\alpha \mathbf{A}_\delta,$$

forme semblable à celle qui a été trouvée ci-dessus.

Seulement $\mathbf{A}_\alpha$ et $\mathbf{A}_\delta$ représentant ici l'aberration complète, tant annuelle que systématique, nous les décomposerons en $A_\alpha + A'_\alpha$, $A_\delta + A'_\delta$, et nous trouverons ainsi, pour les termes du second ordre de l'aberration annuelle proprement dits,

$$\Delta A_\alpha = \upsilon \operatorname{tg}\delta A_\alpha A_\delta,$$

et pour ceux qui proviennent de sa combinaison avec l'aberration systématique,

$$\Delta' A_\alpha = \upsilon \operatorname{tg}\delta(A_\alpha A'_\delta + A_\delta A'_\alpha),$$

ou, en appelant a' la constante réduite de l'aberration systématique,

$$\Delta' A_\alpha = a' \operatorname{tg}\delta\left[A_\alpha \cos(A' - \alpha) + \sec\delta A_\delta \sin(A' - \alpha)\right].$$

Dans la recherche des termes du second ordre en déclinaison, nous n'avons à calculer que $v_y^2 + v_x^2$ et $v_x v_y$.

Remarquons que

$$(\cos\alpha v_y - \sin\alpha v_x)^2 + (\sin\alpha v_y + \cos\alpha v_x)^2 = v_y^2 + v_x^2,$$

et nous trouverons

$$v_y^2 + v_x^2 = V^2 \left\{ \cos^2\delta(\mathbf{A}_\alpha)^2 + \frac{1}{\sin^2\delta}(\mathbf{A}_\delta)^2 \right\}.$$

De plus, en faisant abstraction des termes non périodiques, parmi lesquels nous compterons ceux qui ne dépendent que du périgée solaire,

$$v_x v_y = -m_1^2 c_1 \left\{ \tfrac{1}{2}\sin 2\odot + e\sin(\odot + \Gamma) \right\} + m_1\sigma'(\sin A'\sin\odot - c_1\cos A'\cos\odot)$$

Effectuant le développement de $(A_\alpha)^2$ et de $(A_\delta)^2$, et représentant les termes du premier ordre de l'aberration annuelle par A_α et A_δ, on trouve, abstraction faite toujours des termes en cos δ dans l'expression de A_δ :

$$\mathbf{A}_\alpha = A_\alpha + \sigma'\upsilon \sec\delta \sin(A' - \alpha)$$
$$\mathbf{A}_\delta = A_\delta - \sigma'\upsilon \sin\delta \cos(A' - \alpha);$$

d'où

$$\upsilon^2(v_y^2 + v_x^2) = \cos^2\delta \left\{ (A_\alpha)^2 + 2A_\alpha\sigma'\upsilon \sec\delta \sin(A' - \alpha) \right\} + \frac{1}{\sin^2\delta}\left\{ (A_\delta)^2 - 2A_\delta\sigma'\upsilon \sin\delta\cos(A' - \alpha) \right\},$$

en négligeant les termes insensibles.

Les termes du second ordre en déclinaison sont donc, quant à l'aberration annuelle,

$$\Delta A_\delta = -\frac{1}{4}\sin 2\delta (A_\alpha)^2 - \frac{1}{\sin 2\delta}(A_\delta)^2,$$

et, quant à sa combinaison avec l'aberration systématique,

$$\Delta A'_\delta = -a'\left\{A_\alpha \sin\delta \sin(A'-\alpha) - \sec\delta A_\delta \cos(A'-\alpha)\right\}.$$

Les termes de l'aberration systématique proprement dite, tant du premier ordre que du second, n'étant pas périodiques, nous n'en avons tenu nul compte.

Mais elle peut se manifester, dans la position des circompolaires, et par les termes du second ordre qui précèdent, et par d'autres termes encore provenant de sa combinaison avec la nutation. Nous allons les rechercher.

Les termes du premier ordre de l'aberration systématique ne sont pas, en effet, absolument constants. Si α et δ désignent les coordonnées moyennes de l'étoile, $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ leurs variations provenant de la nutation, A'_α et A'_δ l'aberration systématique en Æ et en déclinaison, on a, en négligeant dans A'_δ un terme multiplié par $\cos\delta$:

$$A'_\alpha = a' \sec(\delta + \Delta\delta)\sin(A' - \alpha - \Delta\alpha)$$

et

$$A'_\delta = -a'\sin(\delta + \Delta\delta)\cos(A' - \alpha - \Delta\alpha).$$

Les termes du premier ordre étant constants, nous ne nous en occuperons pas; dans ceux du second, nous négligerons les termes qui n'ont pas $\operatorname{tg}\delta$ pour facteur explicite ou implicite. Alors,

$$(A'_\alpha)_2 = a'\sec\delta\left\{\operatorname{tg}\delta\sin(A'-\alpha)\Delta\delta - \cos(A'-\alpha)\Delta\alpha\right\}.$$
$$(A'_\delta)_2 = -a'\sin\delta\sin(A'-\alpha)\Delta\alpha.$$

Ces termes seront sensibles au même titre que les précédents, si la constante de l'aberration systématique approche en grandeur de celle de l'aberration annuelle.

Ils permettront certainement, en ce cas, de déterminer cette constante et, par suite, la vitesse systématique.

§ VI. — *Résumé.*

Si donc on fait usage de la forme de Fabritius, et que l'on veuille tenir exactement compte de tous les termes du second ordre de l'aberration, on aura à ajouter à ses formules :

1° En Æ :

$$\operatorname{tg}\delta . C + a'\operatorname{tg}\delta\left[A_\alpha\cos(A'-\alpha) + \sec\delta A_\delta \sin(A'-\alpha)\right]$$
$$- a'\sec\delta\left\{\Delta\alpha\cos(A'-\alpha) - \operatorname{tg}\delta\Delta\delta\sin(A'-\alpha)\right\}.$$

2° En déclinaison :

$$-\frac{2}{\sin 2\delta}(A_\delta)^2$$
$$- a'\left\{\sin\delta A_\alpha \sin(A'-\alpha) - \sec\delta A_\delta\cos(A'-\alpha)\right\}$$
$$- a'\sin\delta\Delta\alpha\sin(A'-\alpha),$$

ou bien

$$-\frac{2}{\sin 2\delta}(A_\delta)^2 - a'\left[\sin\delta\Delta\alpha\sin(A'-\alpha) - \sec\delta A_\delta\cos(A'-\alpha)\right].$$

Dans ces expressions, $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ représentent les termes du premier ordre de la nutation, et $\Delta\alpha$ la réduction complète au lieu apparent.

L'expression de C est :

$$C = -\left\{0''.0044t^2 - 0''.003\sin\Omega . t - 0''.00025\sin 2\odot . t - 0''00025\cos 2\Omega\right\}\cos\alpha - 0''.0024\sin\Omega . \sin\alpha,$$

si l'on néglige les termes inférieurs à 0''.0001.

§ VII. — *Termes séculaires de l'aberration et de la parallaxe systématiques.*

Dans les paragraphes précédents, nous avons recherché les termes périodiques du second ordre de l'aberration tant annuelle que systématique, mais en nous bornant à la recherche des termes annuels seuls.

L'aberration systématique peut, toutefois, se manifester par des termes du second ordre dont M. Seeliger s'est occupé en même temps que je traitais de l'aberration et de la parallaxe systématiques (*).

Ses formules sont incomplètes et, par suite, inexactes, parce qu'il a omis de tenir compte, en même temps, de la parallaxe systématique (**).

Il est donc utile de compléter, en ce point, nos formules précédentes.

Nous appellerons α_0, δ_0 les coordonnées héliocentriques vraies de l'étoile rapportées à l'équinoxe moyen du temps $t = 0$ (***); α_t, δ_t, ces coordonnées au temps t, rapportées à des axes parallèles mais à une origine différente, qui est la position du Soleil à cet instant, en sorte que

$$\alpha_t = \alpha_0 + \Delta_s\alpha_0, \qquad \delta_t = \delta_0 + \Delta_s\delta_0,$$

(*) F. Folie, *Un chapitre inédit d'astronomie sphérique,* A. N., 2607. — Seeliger, *Ueber die Aberration der Fixsterne,* A. N., 2610, T. CIX, 1884.

(**) Thewis, *Sur la théorie de l'aberration de M. Seeliger,* Bull. astr., 1887.

(***) *Vraies* signifie ici *non affectées de l'aberration,* même systématique; ce sont donc les coordonnées moyennes des astronomes, supposées débarrassées de cette dernière aberration.

la notation Δ_s indiquant le déplacement dû au mouvement systématique, de même que Δ_p indiquera la précession.

Les coordonnées α, δ, rapportées à l'équinoxe moyen du temps t, seront

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta_s\alpha_0 + \Delta_p\alpha_0, \qquad \delta = \delta_0 + \Delta_s\delta_0 + \Delta_p\delta_0.$$

En appelant σ_1 la vitesse systématique annuelle, σ_1' cette vitesse *réduite*, σ'_2 son rapport au rayon moyen de l'orbite terrestre, A' l'Æ de l'Apex du mouvement systématique, ϖ la parallaxe de l'étoile, on trouve aisément

$$\begin{aligned}\Delta_s\alpha_0 &= -\sec\delta_0\varpi\sigma_2' t\sin(A'-\alpha_0),\\ \Delta_s\delta_0 &= -\varpi\sigma_2' t\left[\cos\delta_0 T' - \sin\delta_0\cos(A'-\alpha_0)\right],\end{aligned}$$

T' désignant la tangente de la déclinaison D' de l'Apex.

On a donc

$$\begin{aligned}\alpha-\alpha_0 &= \Delta_p\alpha_0 - \sec\delta_0\varpi\sigma_2' t\sin(A'-\alpha_0),\\ \delta-\delta_0 &= \Delta_p\delta_0 - \varpi\sigma_2' t\left[\cos\delta_0 T' - \sin\delta_0\cos(A'-\alpha_0)\right].\end{aligned}$$

Puisqu'il est impossible aux astronomes de débarrasser leurs observations de l'aberration systématique, qui est du reste certainement constante pendant un an, de sorte qu'elle rentre dans la correction du lieu moyen, ce sont, en réalité, les coordonnées α'_0 et δ'_0, α' et δ', affectées de cette aberration, qui ont été déterminées aux temps 0 et t.

Or,

$$\alpha_0' - \alpha_0 = -a'\sec\delta_0\sin(A'-\alpha_0),$$

et, de même,

$$\begin{aligned}\alpha' - \alpha &= -a'\sec\delta\sin(A'-\alpha)\\ \delta_0' - \delta_0 &= -a'\left[\cos\delta_0 T' - \sin\delta_0\cos(A'-\alpha_0)\right],\end{aligned}$$

et

$$\delta' - \delta = -a'\left[\cos\delta\, T' - \sin\delta\cos(A'-\alpha)\right],$$

a' désignant la constante *réduite* de l'aberration systématique.

A' et D' sont supposés invariables entre les temps 0 et t.

La différence réelle entre les deux positions de l'étoile sera déterminée par $\alpha' - \alpha'_0$ et $\delta' - \delta'_0$.

Or, on peut écrire

$$\alpha' - \alpha'_0 = (\alpha' - \alpha) - (\alpha'_0 - \alpha_0) + (\alpha - \alpha_0),$$

et, de même,

$$\delta' - \delta'_0 = (\delta' - \delta) - (\delta'_0 - \delta_0) + (\delta - \delta_0).$$

En posant

$$\alpha' - \alpha'_0 - (\alpha - \alpha_0) = \Delta^2\alpha_0,$$
$$\delta' - \delta'_0 - (\delta - \delta_0) = \Delta^2\delta_0,$$

on aura donc

$$\Delta^2\alpha_0 = -a'\sec\delta\sin(A'-\alpha) + a'\sec\delta_0\sin(A'-\alpha_0)$$
$$\Delta^2\delta_0 = -a'\left[\cos\delta T' - \sin\delta\cos(A'-\alpha)\right] + a'\left[\cos\delta_0 T' - \sin\delta_0\cos(A'-\alpha_0)\right]$$

Pour développar plus aisément ces expressions, nous ferons $\alpha - \alpha_0 = \Delta\alpha_0$, $\delta - \delta_0 = \Delta\delta_0$, et nous aurons, en nous arrêtant aux termes du premier ordre :

$$\Delta^2\alpha_0 = -a'\sec\delta\sec\delta_0\left[-\cos(A'-\alpha_0)\cos\delta_0\Delta\alpha_0 + \sin(A'-\alpha_0)\sin\delta_0\Delta\delta_0\right].$$

Remplaçant $\Delta\alpha_0$ et $\Delta\delta_0$ par les expressions ci-dessus de $\alpha - \alpha_0$ et de $\delta - \delta_0$, on trouve :

$$\Delta^2\alpha_0 = a'\sec\delta\cos(A'-\alpha_0)\left[\Delta_p\alpha_0 - \sec\delta_0\varpi\sigma'_2 t\sin(A'-\alpha_0)\right]$$
$$- a'\sec\delta_0\sin(A'-\alpha_0)\,\mathrm{tg}\,\delta_0\left\{\Delta_p\delta_0 - \varpi\sigma'_2 t\left[\cos\delta_0 T' - \sin\delta_0\cos(A'-\alpha_0)\right]\right\}$$

Si p_1 désigne le produit du sinus de l'obliquité moyenne par la constante de la précession générale, et c' la cotangente de l'obliquité, on pourra écrire :

$$\Delta_p\alpha_0 = p_1 t(c' + \sin\alpha_0\,\mathrm{tg}\,\delta_0); \qquad \Delta_p\delta_0 = p_1 t\cos\alpha_0,$$

et l'expression précédente se réduira à

$$\Delta^2\alpha_0 = a'p_1 t\sec\delta\left[c'\cos(A'-\alpha_0) - \mathrm{tg}\,\delta_0\sin(A'-2\alpha_0)\right]$$
$$- a'\varpi\sigma'_2 t\sec\delta\sec\delta_0\sin(A'-\alpha_0)\cos(A'-\alpha_0)$$
$$+ a'\varpi\sigma'_2 t\sec\delta\sec\delta_0\sin(A'-\alpha_0)\left[\sin\delta_0\cos\delta_0 T' - \sin^2\delta_0\cos(A'-\alpha_0)\right];$$

ou, en réduisant,

$$\Delta^2\alpha_0 = a'p_1 t\sec\delta\left[c'\cos(A'-\alpha_0) - \mathrm{tg}\,\delta_0\sin(A'-2\alpha_0)\right]$$
$$+ \tfrac{1}{2}a'\varpi\sigma'_2 t\sec\delta\sec\delta_0\left[\sin 2\delta_0\sin(A'-\alpha_0)T' - (1+\sin^2\delta_0)\sin 2(A'-\alpha_0)\right].$$

De même, l'expression $\Delta^2\delta_0$ devient, si l'on omet les termes parallactiques qui ne sont pas multipliés par $\mathrm{tg}\,\delta$:

$$\Delta^2\delta_0 = a'p_1 t\left\{\cos\alpha_0\left[\sin\delta_0 T' + \cos\delta_0\cos(A'-\alpha_0)\right]\right.$$
$$\left. + \sin\delta(c' + \sin\alpha_0\,\mathrm{tg}\,\delta_0)\sin(A'-\alpha_0)\right\}$$
$$- a'\varpi\sigma'_2 t\sin\delta\sec\delta_0\sin^2(A'-\alpha_0),$$

Ou, en réduisant et faisant $\delta = \delta_0$ pour simplifier l'expression :

$$\Delta^2\delta_0 = a'p_1 t\left\{\sin\delta_0\left[c'\sin(A'-\alpha_0) + \cos\alpha_0 T'\right]\right.$$
$$\left. + \tfrac{1}{2}\sec\delta_0\left[\cos(A'-2\alpha_0) + \cos 2\delta_0\cos A'\right)\right\}$$
$$- a'\varpi\sigma'_2 t\,\mathrm{tg}\,\delta_0\sin^2(A'-\alpha_0).$$

Ces termes du second ordre, dont les astronomes n'ont encore tenu nul compte dans leurs déterminations du mouvement systématique, pas plus, du reste, que de ceux que nous avons recherchés dans les paragraphes précédents, et qui sont relatifs à l'aberration systématique, rentrent, avec le terme parallactique du premier ordre, le seul dont ils aient fait usage, dans ce qu'ils appellent le mouvement propre de l'étoile.

Pour nous faire une idée de leur grandeur, nous supposerons que la vitesse systématique *réduite* est égale à celle de la Terre autour du Soleil, et que nous avons affaire à des étoiles dont la parallaxe est 0''1.

Alors, $a' = 20''$; $\sigma'_2 = 2\pi$; $\varpi = 0'',1$; de plus, $p_1 = 20''$.

Après un siècle, $a'p_1t$ sera donc égal à $0'',2$, et les termes du second ordre qui le renferment comme facteur, tant en Æ qu'en déclinaison, seront très sensibles pour des étoiles d'une déclinaison un peu forte.

$a'\varpi\sigma'_2t$ ne sera égal qu'à $0''.0063$, et les termes qui le renferment ne deviendraient sensibles que pour des étoiles voisines du pôle.

Il sera nécessaire de tenir compte de ces termes, non seulement dans les recherches sur le mouvement systématique et sur le mouvement propre des étoiles, mais encore dans une détermination nouvelle de la constante de la précession.

§ VIII. — *Récapitulation.*

Aux formules de réduction au lieu apparent, qui tiennent entièrement compte des termes du second ordre de la nutation et de l'aberration annuelle, il y aura donc lieu d'ajouter, lorsque l'aberration systématique sera connue : en Æ,

$$\begin{aligned} &a' \operatorname{tg}\delta\left[\mathrm{A}_\alpha \cos(\mathrm{A}'-\alpha) + \sec\delta\,\mathrm{A}_\delta \sin(\mathrm{A}'-\alpha)\right] \\ -\,&a' \sec\delta\left[{\scriptstyle\Delta}\alpha \cos(\mathrm{A}'-\alpha) - \operatorname{tg}\delta\,{\scriptstyle\Delta}\delta \sin(\mathrm{A}'-\alpha)\right]; \end{aligned}$$

en déclinaison,

$$a'\left[\sec\delta\,\mathrm{A}_\delta \cos(\mathrm{A}'-\alpha) - \sin\delta\,\Delta\alpha \sin(\mathrm{A}'-\alpha)\right],$$

où les notations ${\scriptstyle\Delta}$ et A indiquent les réductions au lieu apparent en nutation et en aberration, et Δ la réduction complète.

Si l'on a fait usage, pour le calcul des termes du

second ordre, des formules de Fabritius, il faudra ajouter, de plus,

en Æ :

$$\begin{aligned} -\operatorname{tg}\delta\,\Big\{&\Big[0''.0044t^2 - 0''.003 \sin\Omega\,.\,t - 0''.00023 \sin 2\odot\,.\,t \\ &- 0''.00025 \cos 2\Omega\Big]\cos\alpha + 0''.0024 \sin\Omega \sin\alpha\Big\}; \end{aligned}$$

en déclinaison :

$$-\frac{2}{\sin 2\delta}(\mathrm{A}_\delta)^2.$$

Pour la réduction du lieu d'une étoile d'un équinoxe à un autre, il faudra, de même, ajouter au calcul de la précession,

en Æ :

$$\begin{aligned} &-\sec\delta_0\varpi\sigma'_2t \sin(\mathrm{A}'-\alpha_0) \\ &+\sec\delta\,a'p_1t\left[\cot\varepsilon \cos(\mathrm{A}'-\alpha_0) + \operatorname{tg}\delta_0 \sin(\mathrm{A}'-2\alpha_0)\right] \\ &+\sec\delta\,a'\varpi\sigma'_2t \sin\delta_0 \operatorname{tg}\mathrm{D}' \sin(\mathrm{A}'-\alpha_0) \\ &-\sec\delta\sec\delta_0 a'\varpi\sigma'_2t\,\frac{1+\sin^2\delta_0}{2}\sin 2(\mathrm{A}'-\alpha_0); \end{aligned}$$

en déclinaison :

$$\begin{aligned} &-\varpi\sigma'_2t\left[\cos\delta_0 \operatorname{tg}\mathrm{D}' - \sin\delta_0 \cos(\mathrm{A}'-\alpha_0)\right] \\ &+a'p_1t\left\{\begin{array}{l} \quad\cos\alpha_0 \operatorname{tg}\mathrm{D}' + \cot\varepsilon \sin(\mathrm{A}'-\alpha_0) \\ +\frac{1}{2}\sec\delta_0\left[\cos(\mathrm{A}'-2\alpha_0) + \cos 2\delta_0 \cos\mathrm{A}'\right] \end{array}\right\} \\ &-\operatorname{tg}\delta_0 a'\varpi\sigma'_2t \sin^2(\mathrm{A}'-\alpha_0) \end{aligned}$$

Dans ces expressions, nous avons négligé les termes provenant de la combinaison de l'aberration et de la parallaxe systématiques qui n'ont pas pour facteur $\operatorname{tg}\delta$ ou $\sec\delta$.

Elles rentrent dans ce que les astronomes appellent le *mouvement propre* des étoiles.
