

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 17 (1935)

**Artikel:** Caoutchouc et vitesse ascensionnelle des ballons-pilotes  
**Autor:** Berger, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-741557>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 13.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# CAOUTCHOUC

ET

## vitesse ascensionnelle des ballons-pilotes

PAR

**P. BERGER**

(Avec 2 fig.)

### GÉNÉRALITÉS.

La comparaison des forces ascensionnelles dites nécessaires pour doter les ballons-pilotes d'une certaine vitesse ascensionnelle, met en lumière d'importantes différences entre les résultats obtenus par divers auteurs.

Ces quelques mots ont pour but de chercher une explication, qui n'est pas forcément la seule, des différents résultats obtenus par les météorologistes qui ont voué leur attention à cette question. Pour donner un aperçu de la grandeur des écarts entre les différentes forces ascensionnelles, quelques chiffres sont cités dans la table suivante. Les chiffres de l'avant-dernière colonne sont égaux au quotient de la différence, entre la plus forte et la plus faible force ascensionnelle, divisée par cette dernière ; les résultats sont multipliés par 100.

TABELLE 1.  
*Force ascensionnelle disponible en gr d'après :*

Vitesse ascens. présumée en m/min	Tare du ballon	Tetens (1910)	Hesselberg et Birke-land (1917)	Räthjen (1925)	Rouch	Diff. max. en %	Moyenne des %
100	20	26,7	15	16	35	133	115
	50	38,4	25	26	52	108	
	100	50	37	36	73	103	
160	20	93	77	99	90	29	20
	50	110	106	121	112	14	
	100	128	143	147	150	17	
200	20	174	—	223	145	54	42
	50	189	185	245	179	37	
	100	205	202	274	224	35	
240	50	289	290	398	—	38	40
	100	300	347	426	—	42	

Cette table permet de constater que les différences maximales des forces ascensionnelles disponibles correspondent:

- a) aux ballons de 20 gr pour les différentes vitesses ascensionnelles;
- b) à la vitesse ascensionnelle de 100 m/min pour les trois genres de ballons considérés.

Pour une même tare et une même vitesse, les diverses forces ascensionnelles disponibles sont trop différentes pour être attribuées, en entier, dans tous les cas, à des erreurs de mesure ou aux diverses méthodes qui servirent à les déterminer.

Tout en reconnaissant que les courants verticaux de l'atmosphère influent davantage la vitesse ascensionnelle des ballons montant lentement que celle de ceux à mouvement rapide, il n'est pas davantage possible d'expliquer tous les écarts de la force ascensionnelle par des tourbillons aériens. Si la turbulence de l'air était la cause principale de la diversité des résultats, les erreurs moyennes (dernière colonne de la table) devraient varier en sens inverse des vitesses ascensionnelles. En effet, si un météorologue a fait toutes ses expériences en un endroit

où les vents plongeants dominent, tandis qu'un autre a travaillé en un lieu favorisé par des courants ascendants, l'influence de la composante verticale du vent devrait diminuer si la vitesse ascensionnelle augmente, or ce n'est pas le cas.

Si la couleur du ballon (rouge sombre ou jaunâtre) ne joue aucun rôle par ciel couvert, ne faudrait-il pas en tenir compte par ciel sans nuage et établir deux tables au lieu d'une ?

Un autre facteur, susceptible de modifier la vitesse ascensionnelle des ballons-pilotes, à tare égale, est le caoutchouc. Ces dernières années, son traitement chimique a subi de notables changements. Ses caractéristiques physiques: dilatation, sensibilité à la chaleur, etc. peuvent être modifiées à volonté, dans certaines limites.

#### PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU CAOUTCHOUC.

Depuis 1910, par exemple, ses caractéristiques ont probablement changé. Les ballons-pilotes Bognier-Burnet, Continental, Delasson, Kumi Tukken OK, Macinlop, Pirelli, Saul, Semperit ne possèdent pas aujourd'hui les mêmes propriétés. Comme première preuve, je ne désire citer que quelques chiffres indiquant la surpression intérieure  $\Delta p$  à force ascensionnelle égale<sup>1</sup>  $F_d$ .

$\Delta p$  fut mesuré à l'aide d'un manomètre en mm d'eau à 0° et  $F_d$  à l'aide d'une balance, en grammes.

TABELLE 2.

Force ascensionnelle disponible en gr	Surpressions					
	A	B	C	D	E	F
0	195	102	—	—	—	—
	145	165	—	—	225	220
	142	145	18	95	135	130
	128	100	26	92	135	130
20	124	—	30	78	92	90
40	120	83	32	70	80	81

<sup>1</sup> Voir *Archives des Sciences physiques et naturelles* [5], vol. 14, p. 251 (1932).

TABELLE 2 (*suite*)

Force ascensionnelle disponible en gr	Surpressions					
	A	B	C	D	E	F
70	115	75	33	63	74	77
105	112	70	33	61	74	79
130	110	67	33	59	77	82
150	110	65	32	60	81	87
180	109	64	32	60	88	93
200	107	63	32	60	92	99
230	107	62	31	61	103	109
250	108	63	30	61	éclaté	éclaté
280	108	63,5	30	63		
300	108	64	29	64		
330	109	64	éclaté	éclaté		
350	111	64				
380	112	65				
400	113	65				
420	116	66				
450	119	67				
470	120	69				
490	123	—				
500	125	69				
520	—	70				
550	130	72				
570	—	73				
580	éclaté	73				
590		73				
600		74				
620		75				
650		76				
670		77				
700		80				
720		81				
750		82				
770		84				
780		83				
790		85				
800		85				
		mesure arrêtée				

A = ballon-pilote; rouge; 48 gr; 30 cm.

B = ballon-pilote; rouge; 57 gr; 30 cm.

C = ballon-pilote; rouge; 28 gr; 50 cm.

D = ballon-pilote; rouge; 28 gr; 30 cm.

E = ballon-pilote; rouge; 18 gr; 20 cm.

F = ballon-pilote; blanc; 18 gr; 20 cm.

Des surpressions  $\Delta p$  il est possible de déduire la tension du caoutchouc. En effet, nous avons :

$$p_i = p + \Delta p$$

$p_i$  = pression à l'intérieur du ballon.

$p$  = pression atmosphérique.

Si nous supposons qu'une calotte infiniment petite «  $ds$  » du ballon-pilote est isolée, nous voyons qu'elle est soumise :

- 1<sup>o</sup> à la pression intérieure  $p_i$  qui tend à la chasser vers l'extérieur et à la pression atmosphérique  $p$ ;
- 2<sup>o</sup> aux forces de liaison  $fc$  du caoutchouc entre cette calotte et les parties voisines.

Limitons notre calotte «  $ds$  » par deux parallèles et par deux méridiens sur le ballon. Nous avons :

$$\begin{aligned} dx &= r \sin \alpha \cdot d\varphi & (r = \text{rayon du ballon, supposé sphérique}, \\ dy &= r \cdot d\alpha, \quad \alpha = \frac{\pi}{2} - \text{la latitude} \\ &\quad \varphi = \text{longitude}). \end{aligned}$$

où  $dx$  est porté sur la tangente au parallèle et  $dy$  sur celle au méridien.

$$ds = dx \cdot dy = r^2 \sin \alpha \cdot d\alpha \cdot d\varphi.$$

La composante de  $\Delta p$  sur l'axe CN (C = centre du ballon, N = pôle « N » du ballon) est :

$$\Delta p \cos \alpha = \Delta' p.$$

La pression sur «  $ds$  » est :

$$\Delta p \cdot r^2 \pi \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha \cdot d\varphi.$$

La force, sur un hémisphère parallèle à un axe perpendiculaire au plan de base, devient :

$$Fc = r^2 \cdot \Delta p \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \sin \alpha \cdot \cos \alpha d\alpha d\varphi = \Delta p \pi r^2.$$

La force totale  $Fc$  est indiquée dans la table; la traction  $fc$  par unité de longueur, sur un grand cercle se déduirait sans autre :

$$fc = \frac{Fc}{2\pi r} = \frac{\Delta p \cdot r}{2}.$$

Les différentes épaisseurs du caoutchouc des ballons-pilotes n'étant pas les mêmes pour les diverses forces ascensionnelles disponibles  $F_d$ , les valeurs de  $f_c$  ne représentent pas grand' chose.

Comme aucune mesure n'a été faite sur l'épaisseur des enveloppes des ballons A, B, C, etc., il n'est pas possible de ramener toutes les valeurs de  $f_c$  à une unité commune de traction, mais il est cependant facile de comparer les divers  $f'_c$  pour chaque ballon. A cet effet, choisissons une unité arbitraire de surface, par exemple celle ayant un cm de long et l'épaisseur de l'enveloppe du ballon-pilote correspondant à  $F_d = 130$  gr et ramenons toutes les valeurs de  $f_c$  à cette section, en supposant que l'épaisseur de l'enveloppe du caoutchouc est inversement proportionnelle à l'augmentation de surface  $S$  du ballon. Nous aurons donc :

$$\begin{aligned} \text{pour } F_d = 130 & \quad f'_c = f_{c_{130}} \\ 230 & \quad f'_c = f_{c_{230}} \frac{S_{230}}{S_{130}}, \text{ etc.} \end{aligned}$$

$S_{130}$  = surface du ballon-pilote gonflé à 130 gr.

$S_{230}$  = surface du ballon-pilote gonflé à 230 gr.

Les ballons B, E et F sont les plus épais, leur pellicule est à peu près de même épaisseur. Le ballon C est de beaucoup le plus mince. L'enveloppe des ballons A et D est d'épaisseur intermédiaire. Les valeurs de  $f'_c$  sont notées dans la table 3.

TABELLE 3.

$F_d$	A	B	C	D	E	F	%
130 $F_c$	40,0	25,2	11,1	19,8	24,6	26,2	360
$f'_c$	187	116	54	97	123	131	—
230 $F_c$	52,4	31,2	14,5	28,6	46,8	49,6	359
$f'_c$	288	164	84	169	278	294	—
300 $F_c$	61,5	37,0	15,8	35	—	—	389
$f'_c$	367	210	99	216	—	—	—
400 $F_c$	76,2	44,5	—	—	—	—	171
$f'_c$	495	276	—	—	—	—	—
500 $F_c$	97,5	53,7	—	—	—	—	181
$f'_c$	670	356	—	—	—	—	—

Les % correspondent au rapport:  $100 \frac{F_c \text{ max.}}{F_c \text{ min.}}$

La figure 1 représente les allongements du rayon en fonction des valeurs correspondantes de  $f'c$ .

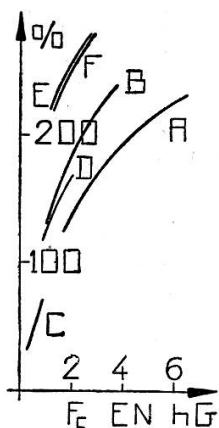


Fig. 1

Les lettres correspondent aux ballons A, B, etc.

Sans oublier que les valeurs de  $f'c$ , pour les différents ballons, ne sont pas réduites à une unité commune, les tables 2, 3 et la figure 1 confirment notre hypothèse: les caoutchoucs de ces six ballons ont des propriétés physiques bien différentes.

#### VITESSE ASCENSIONNELLE.

Quelle peut être l'influence de ces diverses propriétés physiques du caoutchouc sur la vitesse ascensionnelle ?

Avant de traiter cette question, faisons les hypothèses que les masses d'hydrogène  $m$  et de l'enveloppe  $m'$  restent constantes au cours du sondage et que  $\Delta p$  est indépendant de la température.

Nous pouvons donc écrire:

$$m = \rho \cdot v = v \frac{p}{R_{H_2} T} = \frac{v}{R_{H_2} T} (p + \Delta p) \quad (1)$$

$\rho$  = poids spécifique de l'hydrogène.

$v$  = volume du ballon =  $\frac{M \cdot RT}{p + \Delta p}$ ;  $M = m + m'$ .

$R_{H_2}$  = constante du gaz.

$T$  = température absolue de l'hydrogène dans le ballon.

Précédemment (tabelle 2), la relation entre  $F_d$  et  $\Delta p$  a été établie; sans difficulté la relation entre  $v$  et  $\Delta p$  peut en être tirée.

Au cours d'un sondage, sous l'impulsion de la force ascensionnelle, le ballon monte et traverse des masses d'air où  $p$  est de plus en plus faible; jusqu'à une certaine hauteur  $\Delta p$  diminue aussi, mais très lentement; pour de faibles variations d'altitude, supposons  $T$  constant; dans ces conditions  $v$  augmentera.

Admettons dès maintenant qu'à volumes égaux (obtenus par augmentation de  $m$  ou diminution de  $p$ ) correspondent des  $\Delta p$  égaux pour un même ballon.

La force ascensionnelle totale  $F_t$  du ballon est égale au volume  $v$ , multiplié par la poussée unitaire:

$$F_t = v(\rho_{\text{air}} - \rho) .$$

De cette expression on tire aisément la valeur de la force ascensionnelle disponible

$$F_d = F_t - \text{tare} ;$$

après substitutions, elle devient:

$$F_d = m \left( \frac{p}{p + \Delta p} \cdot \frac{R_{H_2}}{R} - 1 \right) - m' . \quad (2)$$

Si  $\Delta p$  augmente, le deuxième facteur diminue; à masses constantes, plus  $\Delta p$  est grand, plus  $F_d$  est faible; d'après la table 1 la vitesse ascensionnelle diminuerait. Cherchons à prouver ce fait. Dans ce but, considérons deux ballons (que nous différencierons par les indices 1 et 2) de différentes surpressions intérieures  $\Delta p_1 > \Delta p_2$ , de même force ascensionnelle disponible  $F_d_1 = F_d_2$ , de même tare  $m'_1 = m'_2$ , de même couleur, de même température intérieure  $T_1 = T_2$  et égale à celle de l'air ambiant  $T$ , que nous lâcherons simultanément, par ciel couvert, dans une atmosphère dont le gradient thermique est égal à zéro. Dans ces conditions, nous aurons:

$$F_d = v_1 \left( \rho_{\text{air}} - \frac{p + \Delta p_1}{R_{H_2} \cdot T} \right) - m'_1 = v_2 \left( \rho_{\text{air}} - \frac{p + \Delta p_2}{R_{H_2} \cdot T} \right) - m'_2$$

d'où

$$\nu_1 > \nu_2 \quad \text{et} \quad m_1 > m_2.$$

D'autre part,  $F_d$  est aussi égal à la résistance aérodynamique due au mouvement ascensionnel du ballon

$$F_d = \rho_{\text{air}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \psi (D \cdot V)^2 \quad (3)$$

$\psi$  = coefficient de résistance spécifique (fig. 3, courbes 1, 2 et 3).

$D$  = diamètre du ballon.

$V$  = vitesse ascensionnelle.

Puisque  $\nu_1 > \nu_2$ , nous avons aussi:

$$D_1 > D_2. \quad (4)$$

A l'instant où les ballons sont lâchés simultanément et qu'ils sont pratiquement à égale altitude,  $F_d_1$  est encore égal à  $F_d_2$ ; en d'autres termes

$$\psi_1 (D_1 \cdot V_1)^2 = \psi_2 (D_2 \cdot V_2)^2. \quad (5)$$

Pour un nombre de Reynolds  $R^1$  supérieur à  $3 \cdot 10^5$ ,  $\psi$  est à peu près constant, d'où

$$V_2 > V_1. \quad (6)$$

Le ballon-pilote de moindre surpression  $\Delta p$  monte donc le plus vite. Si le nombre de Reynolds est inférieur à  $2 \cdot 10^5$ ,  $\psi$  varie rapidement; à égalité de turbulence, lorsque  $R$  diminue,  $\psi$  augmente (fig. 2). Reprenons l'équation (5) et cherchons les valeurs de  $V_1$  et  $V_2$  qui peuvent la vérifier tout en étant compatible avec celles de  $\psi_1$ ,  $\psi_2$ , et  $D_1 > D_2$ .

A. *Commençons par l'hypothèse  $V_1 = V_2$ .*

L'équation (5) se réduit à:

$$\psi_1 D_1^2 = \psi_2 D_2^2 = \text{constante (hyperbole cubique).} \quad (7)$$

<sup>1</sup> Le nombre de Reynolds est égal à:

$$R = V \cdot D \cdot \nu$$

$\nu$  = coefficient cinématique de viscosité de l'air;

$\nu = 0,000014$  à  $15^\circ$  et pour 760 mm de Hg.

A conditions météorologiques égales, R est proportionnel à V . D.

Il faudrait que les points  $\psi_1$ ,  $D_1$  et  $\psi_2$ ,  $D_2$  soient simultanément sur une hyperbole cubique et sur la courbe  $\psi = f(R)$ ; or le dessin de la première ne rappelle aucunement l'allure de la seconde. Cette solution est donc impossible, à moins qu'à certains courts arcs de la courbe  $\psi = f(R)$  on puisse substituer

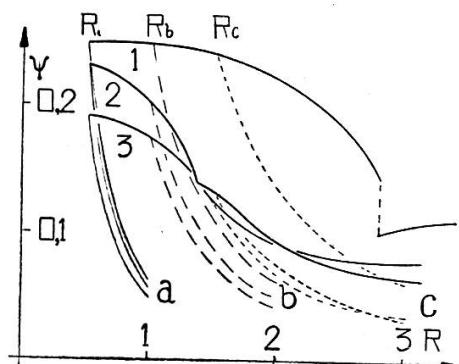


Fig. 2.  
R est à multiplier par  $10^5$ .

un segment d'hyperbole. Ce serait alors seulement sur l'étendue de ces arcs problématiques que  $V_1$  pourrait être égal à  $V_2$  (fig. 2). D'autre part, l'équation (5) ne tient pas compte du genre d'écoulement de l'air autour du ballon. Considérons les valeurs de R que l'on rencontre usuellement:

TABELLE 4.

	Vitesse ascensionnelle en m/min	Diamètre approximatif du ballon à l'origine	$R_2$
Cas a . .	100	0,40 m	$0,5 \cdot 10^5 = R_a$
Cas b . .	150	0,55 m	$1 \cdot 10^5 = R_b$
Cas c . .	200	0,65 m	$\sim 1,5 \cdot 10^5 = R_c$

Dessinons les hyperboles cubiques théoriques (équation 5) qui passent par les points  $R_a$ ,  $R_b$  et  $R_c$  (fig. 2) et les trois courbes expérimentales  $\psi$  correspondant à :

- un écoulement laminaire (1)<sup>1</sup>;
- un écoulement légèrement tourbillonnaire (2)<sup>1</sup>;
- un écoulement tourbillonnaire (3)<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 1914. Heft 8.

<sup>2</sup> Comptes rendus, t. 155, p. 1597 (1912).

Si nous faisons croître  $R_a$ ,  $R_b$  ou  $R_c$  de  $\Delta R$ , les valeurs de  $\psi$  correspondantes à  $R_a + \Delta R$ , etc., tirées de l'équation (5) ou (7) seront très différentes de celles obtenues au moyen des courbes expérimentales. L'examen de la figure 2 montre qu'il est:

exclus que  $V_1 = V_2$  pour les cas *a* et *b* et tous les genres d'écoulement;

exclus que  $V_1 = V_2$  pour le cas *c* si l'écoulement est laminaire; peu probable que  $V_1 = V_2$  pour le cas *c* si l'écoulement est tourbillonnaire.

Sauf de rares cas,  $V_1$  est différent de  $V_2$ .

#### B. Passons à l'hypothèse :

$$V_1 > V_2 . \quad (8)$$

Des inégalités (4) et (8) nous obtenons:

$$D_1 V_1 > D_2 V_2 \quad \text{où} \quad R_1 > R_2 , \quad (9)$$

par conséquent, pour que l'équation (5) soit satisfaite, il faut que:

$$\psi_1 < \psi_2 . \quad (10)$$

L'équation (5) représente une hyperbole cubique dont les coordonnées sont  $\psi$  et  $R$ ; ainsi nous sommes ramenés au cas A et à ses conclusions, c'est-à-dire:

Sauf de rares cas,  $V_1$  ne peut être supérieur à  $V_2$ .

#### C. Analysons la dernière possibilité :

$$V_1 < V_2 . \quad (11)$$

Il est avantageux de diviser la discussion de l'équation (5) en trois parties:

- a)*  $D_1 V_1 < D_2 V_2 ,$
- b)*  $D_1 V_1 > D_2 V_2 ,$
- c)*  $D_1 V_1 = D_2 V_2 \quad \text{ou} \quad R_1 = R_2 .$

Les possibilités *a* et *b* nous ramènent au cas A et à des conclusions similaires.

La solution très spéciale *c*) est la seule qui satisfasse l'équation (5) et les courbes expérimentales  $\psi = f(R)$  quel que soit la valeur attribuée à R.

En résumé, pour des ballons étant à même altitude, ayant même température intérieure, dotés de la même  $F_d$  mais de différentes surpressions intérieures, leurs vitesses ascensionnelles seront différentes.

Celui qui aura la plus faible  $\Delta p$  montera le plus vite.

Quelques exceptions ne sont cependant pas exclues.

Admettons finalement:  $T_1 = T_2$  mais différent de la température T de l'air,  $\Delta p_1 = \text{constant}$  et  $\Delta p_2 = \text{constant}$ .

Après quelques secondes le ballon 2 sera plus haut que le ballon 1.

A l'altitude *h*, aurons-nous toujours  $F_d_1 = F_d_2$  ?

Précédemment nous avons exprimé  $F_d$  de la manière suivante:

$$\begin{aligned} F_d_1 = F_d_2 &= m_1 \left( \frac{p}{p + \Delta p_1} \cdot \frac{R_{H_2} T_1}{R_{\text{air}} T} - 1 \right) \\ &- m'_1 = m_2 \left( \frac{p}{p + \Delta p_2} \cdot \frac{R_{H_2} T_1}{R_{\text{air}} T} - 1 \right) - m'_2 . \end{aligned}$$

Lorsque la pression atmosphérique *p* baisse, que ce soit à cause d'un changement d'altitude ou d'une fluctuation barométrique,  $\frac{p}{p + \Delta p_2}$  diminue moins rapidement que  $\frac{p}{p + \Delta p_1}$ ; le deuxième membre devient plus grand que le premier.

En altitude, nous aurons:

$$F_d_2 > F_d_1 .$$

Si  $F_d_2 > F_d_1$ , on peut s'attendre à ce que l'augmentation de la vitesse de  $V_2$  soit encore accentuée. En effet, précédemment, lorsque nous admptions que  $F_d_1 = F_d_2$  nous étions arrivés à la conclusion que  $V_2$  était en général supérieur à  $V_1$ ; à plus forte raison il en sera ainsi si  $F_d_2 > F_d_1$ .

On pourrait alors compléter cette analyse en tenant compte des variations de température, mais nous n'apprendrions rien de nouveau. Les différents degrés d'élasticité du caoutchouc et les diverses surpressions  $\Delta p$  provoquent des variations des vitesses ascensionnelles. Ces deux phénomènes sont probablement partiellement cause des diverses vitesses ascensionnelles citées dans la table 1.

La surpression  $\Delta p$  (due à l'élasticité du caoutchouc) ayant une influence sur  $V$ , il serait avantageux que les fabricants fassent établir des abaques donnant  $F_d$  en fonction des tares, de chaque genre de leurs ballons pilotes, pour diverses vitesses ascensionnelles.

Zurich, janvier 1935.