

# Ballons en cellux

Autor(en): **Berger, Pierre**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **27 (1945)**

PDF erstellt am: **05.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742477>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# BALLONS EN CELLUX

PAR

**Pierre BERGER**

S.C.S.M.

(Avec 21 fig.)

*(suite et fin)*

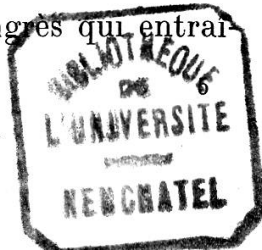
## APPAREILLAGE.

Pour les sondages, les ballons sont appareillés et frétés de la manière suivante:

Les ballons ne sont gonflés que partiellement — environ au quart ou tout au plus au tiers de leur volume total — à l'hydrogène. Le gonflement du ballon étant terminé, l'appendice est fermé, rendu aussi étanche que possible.

La forme du ballon, à ce moment là, est celle d'une gigantesque chanterelle. Aux 8 suspentes sont attachés 8 agrès d'environ 6 m de long dont les extrémités inférieures sont nouées sur l'attache supérieure du dispositif de largage, puis vient une ficelle dont la longueur varie de 1 à 20 m suivant la force du vent, reliée au parachute dont les 4 agrès sont attachés à la boucle supérieure d'un émerillon; à la boucle inférieure de ce dernier est suspendu un fuseau stabilisateur portant une radiosonde. Depuis 1943, généralement un frein aérodynamique est entraîné par l'extrémité inférieure du fuseau. Nous reviendrons plus loin sur ce point. De bout en bout, l'ensemble de ce « train volant » a une longueur de 17 à 42 m.

Lorsque le ballon arrive assez haut, il est entièrement dilaté. Sous l'action de la traction concentrique des agrès qui entraî-



nent la charge, la partie inférieure du ballon n'est pas libre de se dilater; par contraintes mécaniques, elle est légèrement écrasée. Ainsi le volume maximum réel du ballon est inférieur à son volume maximum théorique. Pour remédier à cet inconvénient, en 1942 et 1943, les agrès furent écartés à l'aide d'un châssis de bois, en forme de croix, dont les angles étaient à l'aplomb des 8 arêtes de la partie octogonale du ballon. Ce châssis était suspendu à environ  $4\frac{1}{2}$  m au-dessous des suspentes. Ce dispositif donne de bons résultats pratiques, mais il rend les starts très délicats dès que le vent souffle, et il est inutilisable dès que le vent est fort. Principalement pour cette raison, ces grandes croix furent remplacées par d'autres, 5 fois plus petites. Cette solution donna également de bons résultats. Grâce à l'emploi des croix, les agrès n'ont pas la possibilité de s'entortiller, ce qui me paraît être le facteur principal. En effet, le ballon étant entièrement dilaté, pour une charge utile enlevée de 2 kg, la composante radiale de la compression due aux agrès — sans la présence de croix — est de 50 g par suspente. Cette si faible compression est partiellement neutralisée par la pression intérieure du gaz. La perte probable de volume qui en résulte doit être bien faible; elle est encore réduite par l'emploi de la petite et évidemment annulée par la présence d'une grande croix.

Actuellement — pour des raisons d'ordre non technique — nous devons renoncer à l'emploi de l'une ou l'autre de ces croix. Pour autant que les sondages dépassent 10.000 m, les altitudes moyennes atteintes par nos sondages de 1943 et du premier trimestre 1944 sont données dans le tableau 16.

TABLEAU 16.

	Altitude moyenne atteinte, en km					
	10-11	11-12	12-13	13-14	Max.	10-14
Grande croix .	10,517	—	12,999	13,765	13,985	12,761
Nombre de cas	1	—	1	2	1	4
Petite croix . .	10,505	11,762	12,452	13,557	17,341	11,871
Nombre de cas	5	4	5	3	1	17
Pas de croix .	10,396	11,461	12,731	13,480	13,510	11,601
Nombre de cas	5	8	3	2	1	18

Ainsi, d'après tous nos documents, l'emploi d'une grande croix permet d'élever le plafond d'environ 1.000 m; est-ce par hasard que le plus haut plafond atteint le fut avec l'emploi d'une petite croix ? Il serait téméraire de l'affirmer.

Deux types de dispositifs de largage furent employés:

- a) A l'aide d'un mouvement d'horlogerie; leur sécurité de fonctionnement est supérieure à celle du mouvement des sondes; lesquelles, actuellement, ne procurent que rarement des désagréments <sup>1</sup>.
- b) Emploi d'une mèche flottante à combustion lente, protégée par un tube de carton dans lequel la ventilation est supposée forcée <sup>2</sup>; l'usage a prouvé que de gros écarts peuvent exister entre la durée de combustion théorique en atmosphère-type — déterminée expérimentalement avec soin — et celle observée au cours des sondages.

Le tableau 17 en donne une idée. Il est basé sur nos sondages de mars 1943 à janvier 1944.

TABLEAU 17.

Combustion théorique de la mèche en min. . .	30-34	35-39	40-44	45-49	50-60
Écarts extrêmes en % . . . . .	-11; +47.	-25; +34.	-25; +31.	-18; +34.	+6; >+100
Nombre total de cas . . . . .	7	11	10	7	4

Ces écarts sont donc importants; en règle générale, la mèche brûle plus lentement (+) que prévu; les causes semblent être une ventilation fortuitement insuffisante et un abaissement de la température de la braise, lorsque la mèche vient appuyer contre le carton — à haute altitude surtout —, d'où refroidissement temporaire du cordon et ralentissement de la combustion.

<sup>1</sup> *Actes de la Soc. helv. des Sc. nat.*, 1942, p. 83.

<sup>2</sup> *Annales S.C.S.M.*, 1942, l. c. p. 7.

## PLAFOND.

Comme il est d'usage en aéronautique, l'expression « plafond » désigne l'altitude maximum atteinte par un aéronef.

D'une part, la tare de ces « trains volants » oscille entre 3,1 et 4,5 kg (la plus fréquente est comprise entre 3,5 et 3,8 kg); d'autre part le volume de nos ballons varie de 15,5 à 17 m<sup>3</sup>, ce qui donne un poids spécifique de l'ensemble compris entre 182 g/m<sup>3</sup> et 290 g/m<sup>3</sup>, avec un maximum de fréquence situé entre 206 et 254 g/m<sup>3</sup>. Dans l'atmosphère-type, ces poids spécifiques pour l'air correspondent aux altitudes (tableau 18):

TABLEAU 18.

Poids spécifique g/m <sup>3</sup> . . . . .	290	245	206	182
Altitude en m . . . . .	12.400	13.500	14.600	15.400

16 seulement de nos ballons ont atteint l'altitude théorique prévue; tous les autres, soit par suite de largage intentionnel à plus faible altitude, soit par suite d'une déchirure et de trop fortes pertes d'hydrogène ou encore d'éclatement fortuit, n'arrivèrent pas au niveau où ils auraient été en équilibre statique.

Les ballons rigoureusement étanches ne peuvent atteindre l'altitude de leur plafond théorique que s'ils sont judicieusement gonflés. En effet, si un ballon est trop gonflé au départ (au tiers de son volume par exemple), il sera déjà complètement dilaté à un niveau (10.500 m dans l'exemple choisi) inférieur à celui où son poids spécifique est égal à celui de l'air ambiant.

A ce niveau, puisque le ballon est plus léger que l'air ambiant, il subit encore une poussée et monte plus haut. L'hydrogène à l'intérieur du ballon exerce une surpression de plus en plus forte qui, finalement — puisque le cellux n'est pour ainsi dire pas extensible aux basses températures —, le fera éclater.

Il en résulte que tout procédé basé sur le pourcentage de gonflement au sol d'un ballon non dilatable ne permet que d'indiquer le niveau à partir duquel l'hydrogène exerce, sur toute l'enveloppe, une surpression de plus en plus forte qui,

dans la majorité des cas, en provoquera la destruction (niveau d'éclatement) et non le plafond théorique de ce ballon.

Pour déterminer le degré de gonflement d'un ballon, deux procédés de calcul peuvent être employés :

- a) Mesurer la traction du ballon ;
- b) Mesurer le volume de  $H_2$  introduit dans le ballon <sup>1</sup>.

Le premier procédé est simple, facile à réaliser et donne de bons résultats, précis, indépendants de toute hypothèse.

Le deuxième procédé a séduit bien des personnes, mais pour être exact, il doit être lié à diverses hypothèses, à savoir :

- a) L'enveloppe du ballon est sans trou ; ce qui n'est pratiquement jamais le cas avec le cellux ; par conséquent, le volume du gaz mesuré est supérieur à celui du gaz contenu dans le ballon, puisqu'il faut un certain temps pour trouver, puis pour boucher les déchirures de l'enveloppe ;
- b) Les compteurs à gaz ne sont garantis qu'à une tolérance de  $\pm 2\%$  ; or sur 5.000 à 6.000 l, cette tolérance représente un volume appréciable de gaz ;
- c) Bien des systèmes de compteurs à gaz (le nôtre en particulier) ne sont pas plus conçus pour fonctionner avec des pressions variant de 1 à 3, voire 4 atm, qu'avec des gaz de masses spécifiques différentes.

D'après nos nombreux essais, un compteur à gaz ne peut pas être employé pour tarer la force ascensionnelle de nos ballons ; en effet, malgré les pertes d'hydrogène par les trous, la poussée du mètre cube de gaz à 500 m d'altitude — sans tenir compte des variations de pression et de température — serait de :

TABLEAU 19.

Poussée en $kg/m^3$	1,1 à 1,19	1,2 à 1,29	1,3 à 1,39	1,4 à 1,49
Fréquence en % .	11	42	36	11

Ce qui est impossible dans au moins le 90% des cas.

<sup>1</sup> *Annales S.C.S.M.*, 1941, l. c. p. 33.

Une autre preuve que ce genre de compteur n'est pas adapté à notre méthode de travail est fournie par le fait que chaque cylindre d'hydrogène, entièrement plein, contenant 6 m<sup>3</sup> de gaz, n'en contiendrait, dans nos conditions de vidange, qu'environ 5 m<sup>3</sup>.

Cette observation fut faite peut être 100 fois.

L'écart entre le volume réel et le volume mesuré oscille entre 20 et 30%.

La conclusion de ces faits est qu'un tel compteur ne peut servir à mesurer le degré de remplissage de nos ballons actuels. Pour terminer, vérifions les altitudes atteintes qui dépassent 11.500 m en fonction du degré de remplissage des ballons. Si, sur la base du « pseudo-volume » d'hydrogène mesuré avec notre compteur, on calcule le plafond d'explosion, on obtient des altitudes trop basses. Le tableau 20 en fait foi ; il est incomplet, car le volume d'hydrogène employé ne fut pas noté pour chaque sondage.

TABLEAU 20.

Altitudes					
atteintes en m . . .	11.900	12.000	12.070	12.400	12.550
théoriques . . . . .	11.500	12.000	11.800	12.100	12.100
théoriques corrigées	10.400	10.500	10.000	10.500	10.200
Altitudes					
atteintes en m . . .	12.800	12.750	13.400	13.550	14.000
théoriques . . . . .	12.200	11.200	11.900	10.900	12.200
théoriques corrigées	10.800	9.800	10.400	10.000	10.800

L'altitude théorique corrigée fut calculée sur la base de la poussée totale du ballon et de la poussée spécifique.

Les écarts entre l'altitude atteinte et celle donnée par l'altitude théorique corrigée — qui correspond le mieux aux conditions à l'instant du start — ne peuvent pas s'expliquer par la différence d'état entre l'atmosphère réelle et l'atmosphère-type, ni par la faible dilatation du cellux, surtout à de si basses températures. Ces écarts sont à attribuer en majeure partie à des pertes d'hydrogène dues à des trous dans l'enveloppe.

Entre la force ascensionnelle totale au moment du départ et l'altitude atteinte par les ballons qui dépassèrent 11.000 m, il n'y a aucune relation simple; les quelques chiffres suivants en témoignent:

TABLEAU 21.

Altitude atteinte en m .	11.000-11.999	12.000-12.999	13.000-13.999
Force ascensionnelle totale en kg:			
maxima . . . . .	6,2	6,6	6,1
moyenne . . . . .	5,3	5,6	5,4
minima . . . . .	4,1	4,5	5,0
Nombre de cas . . . . .	11	9	8

Ici encore il faut admettre que beaucoup de ces ballons eurent des fuites importantes d'hydrogène. Or d'après les contrôles avant le départ, l'enveloppe est pratiquement étanche au sol; ces trous doivent se former au cours de l'ascension; nous le verrons plus loin. A titre de comparaison, il est intéressant de donner les résultats acquis avec une quarantaine de ballons semblables en cuprophane <sup>1</sup> laqués en noir ou non laqués, lâchés à Stuttgart avant cette guerre.

TABLEAU 22.

	Volume	Altitude		
		Théorique	Réelle max.	Moyenne
Ballons	m <sup>3</sup>	km	km	km
sans laque noire . .	27	18	14,7	8-12
sans laque noire . .	370	27	17	9-14
avec laque . . . . .	27	18	15,3	

Avec les ballons en cuprophane, les écarts entre les altitudes réelle et calculée sont plus grands qu'avec les ballons en cellux. Les essais de Regener et Johnson <sup>2</sup> avec des ballons en feuillets inextensibles démontrèrent aussi que les altitudes maxima théoriques ne furent pas atteintes; les déficits d'altitude sont surtout importants pour les grands aéronefs.

En résumé, nos résultats, en ce qui concerne les altitudes, sont au moins aussi bons si ce n'est meilleurs que ceux obtenus à l'étranger.

<sup>1</sup> EISELE, l. c. p. 153.

<sup>2</sup> EISELE, l. c. p. 149.



## ASCENSION.

Dès le voisinage du sol, les ballons en cellux sont soumis à diverses forces qui altèrent leur trajectoire théorique. Ils subissent:

- a) Des variations importantes de leur vitesse ascensionnelle (que nous verrons au chapitre suivant);
- b) Des déplacements latéraux brusques, apériodiques, de faible importance, de l'ordre de quelques mètres au plus;
- c) Des oscillations latérales autour du centre de gravité du « train volant » de 30° au maximum;
- d) Des rotations horizontales plus ou moins rapides autour de leur axe vertical, qui se poursuivent jusqu'à très haute altitude; j'en ai compté 2-3 à la minute, près du sol, et une fois, grâce à un éclairage favorable (les arêtes seules du ballon étaient visibles) 3-4 à la minute vers 6.000 m.

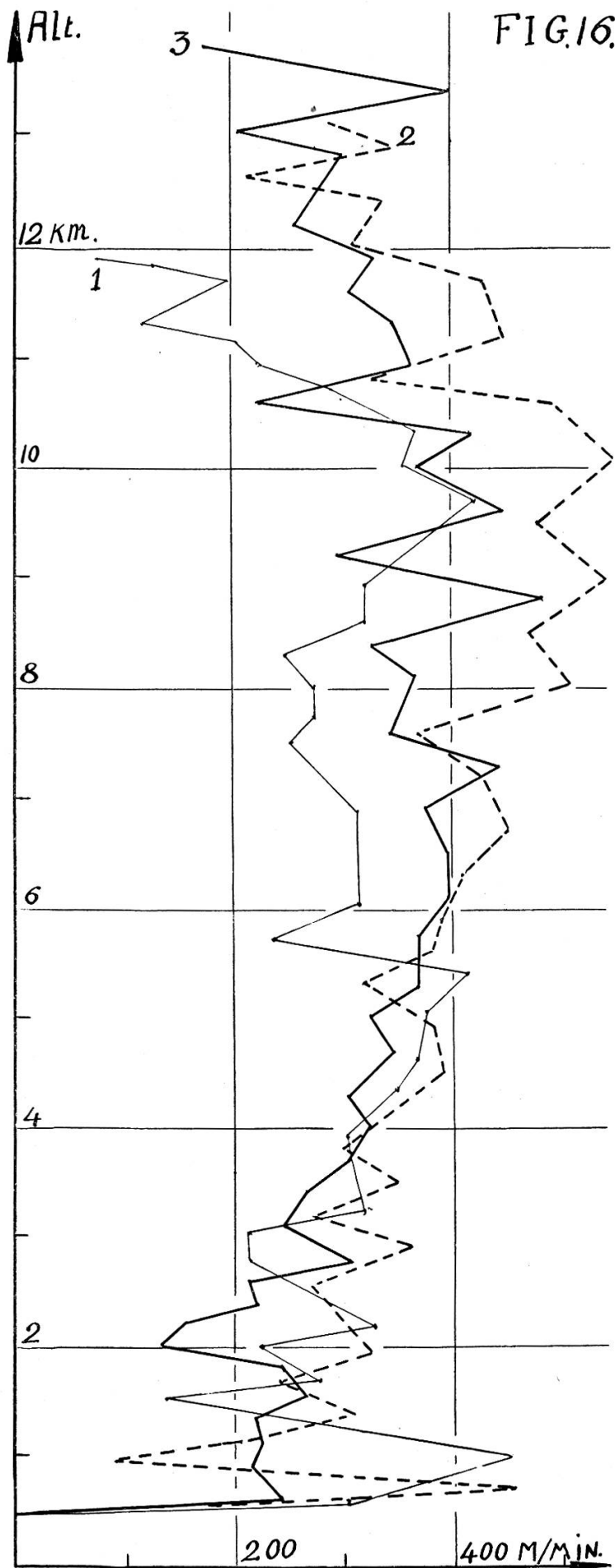
Les altitudes maxima atteintes furent:

avec charge, de 17,3 km environ,  
sans charge, de 22 km environ.

D'après de nombreuses observations (une trentaine) que j'ai faites au théodolite, lorsque les ballons éclatent, ils se déchirent d'abord en quelques gros fragments, entraînés vers la terre par les agrès; à leur tour, ces gros morceaux se déchirent de plus en plus. Au bout de 10, 20, 30 sec, par ciel clair, on voit le sillage du ballon scintiller sur 100, 200 m et plus. Grâce aux nombreux morceaux de cellux éparpillés, on a l'impression que — comme une comète — le ballon est suivi d'une queue quasi rectiligne.

## VITESSE ASCENSIONNELLE.

Dès l'instant où un ballon quitte le sol, son mouvement ascensionnel est tout à fait irrégulier; il subit de fortes accélérations verticales, positives ou négatives. Sa vitesse ascensionnelle réelle correspond à une vitesse ascensionnelle théorique (qui est fonction: de la tare, de la forme du ballon et de la



Courbe 1: 14.5.43 Force ascensionnelle disponible: 2,75 k.  
 » 2: 21.5.43 » 2,22 k.  
 » 3: 27.5.43 » 2,14 k.

force ascensionnelle totale) qui est aperiodiquement plus ou moins altérée.

La figure 16 permet de s'en rendre compte; elle fut dressée à l'aide de trois sondages quelconques de mai 1943; pour différentes raisons, les vitesses calculées de minute en minute peuvent être entachées d'erreurs atteignant au plus le 10% de leur valeur; même si toutes les vitesses extrêmes sont corrigées du 10% pour les rendre plus homogènes, il n'en subsiste pas moins qu'il y a encore de gros écarts. Sur cette figure, chaque angle des lignes brisées correspond à une minute; en outre, au-dessous de 1.000 mdyn, les vitesses supérieures à environ 300 m/min sont — pour des raisons instrumentales — bien problématiques. L'explication<sup>1</sup> d'après laquelle les vitesses ascensionnelles anormalement grandes au cours des 500 ou 1.000 premiers mètres seraient dues à « une poussée vers le haut, à la manière d'un cerf-volant » de l'action du vent sur « les déformations de la partie inférieure de l'enveloppe » n'a aucune valeur. En effet, le ballon est librement entraîné par le vent et non captif; or la force sustentatrice d'un cerf-volant provient justement du fait — à part ses caractéristiques aérodynamiques — qu'il est pratiquement fixe dans l'espace grâce à son cable d'attache.

Au cours du mois de mai 1943, toutes les vitesses ascensionnelles furent assez homogènes, de 1.000 à 5.000 mdyn environ; leur valeur moyenne augmenta progressivement de 10% environ. De 5.000 à 10.000 mdyn, une variation systématique n'est plus certaine. Malgré des conditions initiales semblables, les vitesses ascensionnelles aux altitudes supérieures à 5.000 mdyn sont dissemblables; certaines vitesses ascensionnelles peuvent être dues à une diminution progressive de la poussée du ballon provoquée par une perte d'hydrogène (par ex. les 14.5 43 dès 9.700 m env.); ce n'est évidemment pas le cas pour la grande majorité des sondages; une autre cause agit encore. Pour les sondages de mai 1943, le tableau 23 indique les vitesses ascensionnelles, calculées en m/min pour des tranches de 1.000 m d'épaisseur.

<sup>1</sup> *Annales S.C.S.M.*, 1942, l. c. p. 6.

TABLEAU 23.

Date Mai	F	f	Altitude en km													
			sol-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	> 13
1	65	27	248	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3	62	20	235	191	251	214	233	207	174	173	—	—	—	—	—	—
4	71	33	262	230	238	275	289	305	262	226	308	—	—	—	—	—
7	62	24	237	168	148	278	362	337	360	337	419	216	230	353	—	—
12	65	27	277	234	295	298	330	407	334	288	267	262	258	—	—	—
13	65	27	341	295	235	300	311	284	249	238	265	268	—	—	—	—
14	65	27	317	255	272	302	358	337	311	271	291	364	464	114	—	—
18	67	28	303	233	270	314	312	308	387	282	278	303	—	—	—	—
20	59	21	528	264	238	285	335	289	289	—	—	—	—	—	—	—
21	62	22	274	271	309	308	372	331	430	438	502	478	425	436	302	—
27	59	21	238	245	212	290	330	375	393	400	397	340	340	330	280	258
Vit. moy.:			296	239	267	286	323	318	319	295	341	319	323	308	—	—

F = force ascensionnelle totale en hg.

f = force ascensionnelle disponible en hg.

Dans chaque sondage, la vitesse ascensionnelle moyenne par km varie; l'écart atteint souvent  $\pm 30\%$ ; dans un cas (17 mai) il fut de 150% d'une tranche à une autre.

De 2.000 à 5.000 m, la vitesse ascensionnelle moyenne augmente à raison d'environ 20 m/min par kilomètre de variation d'altitude. Vers 5.000 m, très souvent, elle paraît cesser pratiquement de croître. Cette variation est probablement à attribuer à:

- une variation dans le régime de l'écoulement de l'air autour du ballon;
- une variation de la résistance aérodynamique spécifique.

Afin de vérifier si la vitesse ascensionnelle moyenne subit éventuellement une variation saisonnière due au milieu ambiant, elle fut calculée pour les mois de mai à août 1943, puis pour les mois de novembre 1943 à février 1944. Les résultats de cette recherche sont donnés dans le tableau 24.

TABLEAU 24.

*Vitesse ascensionnelle moyenne en m/min.*

Saisons	Mois	Vitesse ascensionnelle en m/min								F	f
		Sol- 4 km	n	4-7 km	n	7-10 km	n	10-13 km	n		
Chaude 1943	Mai	294	10	310	10	312	7	345	2	63,8	25,2
	Juin	248	2	224	2	272	2	—	—	59,0	24,5
	Juillet	275	10	261	10	328	4	—	—	36,8	28,4
	Août	290	6	304	5	284	5	318	2	63,1	27,0
	Moyenne	284	28	282	27	302	18	331	4	63,3	26,5
Froide 1944	Nov. 1943	286	4	293	4	253	3	—	—	60,5	22,5
	Déc. 1943	277	3	275	3	353	1	—	—	59,7	24,0
	Janv. 1944	271	8	298	7	279	7	281	1	59,1	21,1
	Fév. 1944	251	3	295	2	—	—	—	—	63,0	26,7
	Moyenne	272	18	282	16	279	11	281	1	60,1	22,7

$n$  = nombre de sondages ayant servi à calculer les vitesses ascensionnelles moyennes en m/min.

F = force ascensionnelle totale moyenne en hg.

f = force ascensionnelle disponible en hg.

Ces moyennes sont obtenues en divisant la somme des hauteurs partielles par les temps correspondants. D'après ce tableau, les vitesses ascensionnelles moyennes paraissent indépendantes de la saison, cependant pendant l'été, elles seraient plus fortes à haute altitude, moins homogènes que pendant l'hiver; en effet, c'est pendant la saison chaude que les vitesses ascensionnelles moyennes les plus fortes et les plus faibles sont enregistrées.

Si pour une force ascensionnelle totale (F) donnée, on examine le temps nécessaire pour atteindre un certain niveau, on constate que ce temps passe par un minimum pour une force ascensionnelle disponible (f) déterminée. Pour bien préciser ce point, je cite un exemple (pour F et f, mêmes unités que ci-dessus).

TABLEAU 25.

F	f	Temps, arrondi en min, pour atteindre		
		7 km	10 km	13 km
62	16	27	35	44
	21	30	—	—
	22	20	26	35
	23	—	—	—
	24	25	35	50
	25	24	37	—
	26	24	—	—
	27	25	34	—

La conclusion est qu'à une force ascensionnelle totale (F) donnée, ne correspond qu'une force ascensionnelle disponible (f) caractéristique permettant d'atteindre la plus forte vitesse ascensionnelle. Si f est trop petit ou trop grand, la vitesse ascensionnelle sera moindre.

Au-dessous de cette valeur caractéristique de f, la vitesse ascensionnelle dépendrait principalement de la poussée statique; au-dessus de cette valeur, l'influence de la résistance à l'ascension du ballon croîtrait plus rapidement que celle de la poussée.

En reportant graphiquement les temps employés pour atteindre une certaine altitude en fonction de F et f, on peut dresser une abaque permettant de déterminer les temps que le ballon mettra pour atteindre un certain niveau situé à 10.000 m par ex.

La figure 17 en donne une idée. Puisque les charges totales enlevées étaient toutes du même ordre de grandeur, les renseignements des sondages de février 1943 à mars 1944 purent être utilisés.

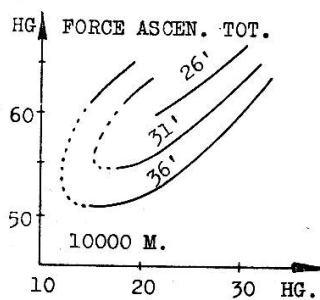


Fig. 17.

La vitesse ascensionnelle maximum correspond au temps minimum marqué sur le diagramme. Dans l'établissement de ce graphique, les données des sondages dont les « trains volants » furent munis ou non d'un frein hydroaérodynamique (dont nous parlerons plus loin), furent employées. Toutes ces données se

mélangent parfaitement; la présence de ce frein n'altère donc pas la vitesse ascensionnelle d'une manière ou d'une autre, pour autant qu'elle soit calculée sur une tranche assez épaisse.

D'après nos expériences actuelles, la vitesse ascensionnelle des ballons en cellux se différencie en principe sur trois points de celle des ballons en caoutchouc. A savoir:

- a) L'arrêt pratique de l'augmentation de la vitesse ascensionnelle dès 5.000 mètres env.;
- b) La diminution de la vitesse ascensionnelle si la force  $f$  croît au delà de sa valeur critique;
- c) Vitesse maximum vers 6-10 km d'altitude.

A titre de contrôle, pour le niveau de 7.000 m, j'ai dessiné une abaque du temps employé par les ballons pour monter à cette altitude en fonction de la force ascensionnelle totale et de la tare du « train volant ».

Nous trouvons un résultat qui paraît paradoxal, à savoir:

Le temps minimum pour monter du sol à 7.000 m, par exemple, correspond à une force ascensionnelle totale d'autant plus forte que la tare est plus faible. La figure 18 illustre ce fait.

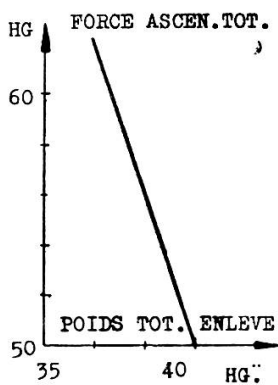


Fig. 18.

La vitesse ascensionnelle maximum du ballon correspondrait ainsi à une forme bien déterminée, variant quelque peu suivant son volume et la traction de la sonde avec ses accessoires sur les agrès.

Si pour une tare donnée, la force  $F$  croît au delà de sa valeur critique (correspondant à celle indiquée par la ligne de la figure 18) le ballon monte à nouveau plus lentement.

#### ANALYSE DES DÉFORMATIONS DU BALLON.

Ces déformations sont asymétriques et surtout développées au début des sondages, lorsque le ballon est encore peu dilaté. D'après nos observations, soit à l'œil nu, soit au théodolite,

plus le ballon est haut (donc dilaté) moins ces déformations sont fortes; en outre, elles sont d'autant plus accusées que la vitesse ascensionnelle est élevée. Elles se développent à un rythme très irrégulier variant de 3 à 30 sec ou plus au cours d'un sondage.

Certains jours, elles ont la tendance à être espacées, d'autres fois, elles se suivent à une rapide cadence. En général elles sont faibles tôt le matin, plus accusées au milieu de la journée, surtout par vent du SW. Sous leur influence la vitesse ascensionnelle du ballon varie, diminue peu à peu, puis croît à nouveau.

Lorsque le ballon se déforme de plus en plus, sa vitesse ascensionnelle diminue.

Si le ballon est muni d'une croix d'extension — en particulier d'une grande — après une des premières oscillations, sa partie inférieure, située au-dessous des suspentes, est aspirée à l'intérieur de l'enveloppe; il présente alors la forme schématisée par la figure 19.

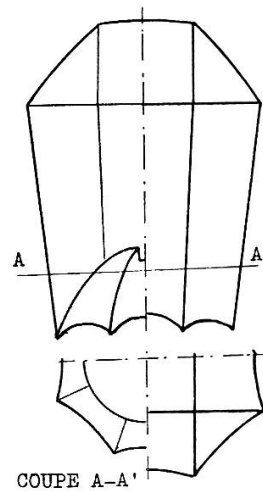


Fig. 19.

Ce phénomène fut non seulement observé, mais photographié à plusieurs reprises. Les photographies 77, 79 et 80 — prises par M. le Dr Lugeon<sup>1</sup> — en sont des exemples. Je présente encore trois dessins similaires exécutés à la chambre claire d'après des photos (v. fig. 20, p. 74).

On voit clairement sur le premier qu'en vol l'appendice est aplati, sur le second que la partie pyramidale du ballon (vue de dessous) est aspiré, sur le troisième que, pendant le pesage, malgré les sacs de 500 g qui pendent à chaque suspente, la pression extérieure de l'air écrase si fortement les flancs du ballon que les arêtes de sa partie prismatique sont aspirées vers l'axe de l'aéronef.

Si la base du ballon n'est pas écartée par un artifice, dès le start, sa partie pyramidale est entièrement aplatie et fouette entre les agrès.

<sup>1</sup> *Annales de la S.C.S.M.*, 1941, l. c., p. 24.



La figure 21 schématise ces faits; la partie de droite est dans le plan de l'enveloppe écrasée, celle de gauche est perpendiculaire à la première.

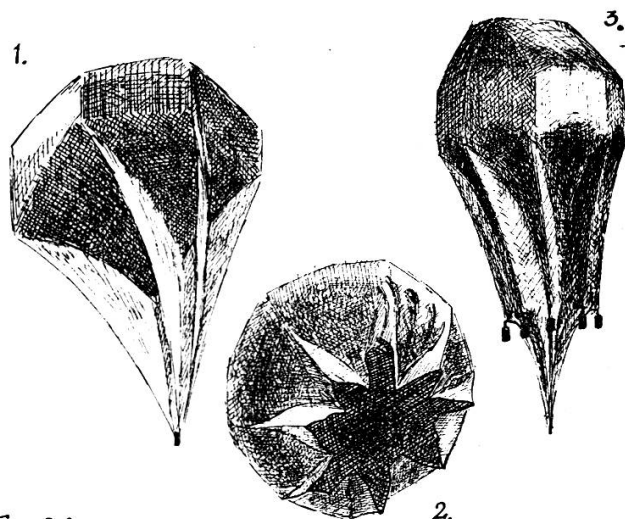


Fig. 20.

Au cours de l'ascension, lorsque le ballon est déjà assez haut, si sa partie pyramidale fut aspirée au start, elle est peu à peu chassée à l'extérieur, puis gonflée par la dilatation de l'hydrogène à l'intérieur du ballon.

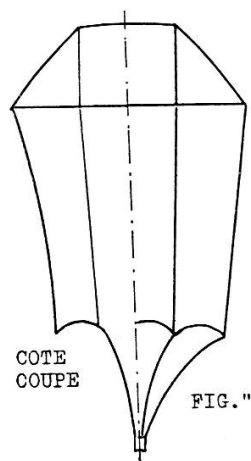


Fig. 21.

Si on observe à l'œil nu ou au théodolite les déformations de la partie supérieure du ballon, on constate également de grosses déformations: tantôt le ballon s'aplatit plus ou moins régulièrement sur un de ses côtés, tantôt un des angles de son sommet ou dans quelques cas tout son sommet — est progressivement aspiré à l'intérieur, tandis que l'appendice ressort partiellement ou se gonfle quelque peu.

Brusquement, le ballon reprend sa forme théorique; ce dernier mouvement est si rapide que l'enveloppe de cellulose fait entendre un bruit ressemblant soit à un coup de fouet, soit à du sable jeté dans un sac en papier. Ces « coups de fouet », s'ils sont très violents, s'entendent encore à terre lorsque le ballon est déjà à 1 km au-dessus du sol.

Puisque, malgré la poussée de l'hydrogène (qui au voisinage du sol en plaine est environ 14 fois moins dense que l'air) à l'intérieur du ballon, la partie supérieure de son enveloppe peut être aspirée à l'intérieur, il est nécessaire qu'une force extérieure intervienne. On peut penser à la résistance aérodynamique de l'air ( $R$ ) qui s'oppose à l'ascension du ballon, force qui est proportionnelle au carré de la vitesse ascensionnelle ( $V_a$ ) et exprimée par l'équation classique :

$$R = \rho \cdot \psi \cdot S \cdot V_a^2$$

$\rho$  = densité de l'air.

$\psi$  = résistance spécifique correspondant à la forme du ballon, qui varie donc au cours d'une ascension.

$S$  = surface du maître-couple du ballon.

$R$  = force ascensionnelle disponible.  $R = f$

Vu :

que  $f$  est constant ;

que  $\rho$  varie très lentement et régulièrement ;

que le ballon oscille toujours quelque peu autour de son axe vertical et qu'ainsi la résistance maximum de l'air à l'avancement — par unité de surface — n'est pas liée en un point ;

que la résistance de l'air, due à l'ascension du ballon, ne peut pas cesser instantanément, en particulier sur sa partie déformée seule ;

que les variations de  $V_a$  qui accompagnent les déformations ne paraissent pas aussi rapides que celles de l'enveloppe — ou que celles d'un ballon-pilote en caoutchouc ;

il semble que la résistance  $R$  n'est pas suffisante pour expliquer ces déformations.

Que nos conditions de sondages correspondent au nombre critique de Reynolds, c'est possible pour bien des cas, mais ce n'est pas admissible pour tous, car nous avons doté nos ballons de forces ascensionnelles disponibles quelque peu différentes.

Si on examine, dans un ouvrage classique de l'enseignement de l'aérodynamique ou de l'hydrodynamique, l'une quelconque des figures représentant l'écoulement tourbillonnaire derrière



un corps, on constate l'existence de tourbillons plus ou moins développés. Par exemple derrière une plaque rectangulaire, perpendiculaire au mouvement, les tourbillons sont répartis, plus ou moins régulièrement, en quinconce sur deux chaînes (Wirbelstrasse).

Si le ballon monte, sur la face non exposée au vent relatif de l'ascension, des tourbillons cahotiques et passagers se formeront, comme sur l'extrados d'une aile d'avion trop braquée<sup>1</sup>.

Au cours de l'ascension, la base du ballon — en particulier si elle est écartée par une croix — provoquera la formation de tourbillons plus ou moins importants. Cette masse d'air liée au ballon s'en détache d'autant plus aisément que la forme de l'aéronef change et qu'il oscille. La formation de ces tourbillons nécessite une certaine énergie, qui au cours de l'ascension ne peut être empruntée qu'à la poussée statique; il en résulte une diminution de la vitesse ascensionnelle.

Pour être entraîné par le ballon, entre le tourbillon et l'aéronef, il existe nécessairement une force de liaison. En admettant le principe de l'onde liée de E. Oemichen<sup>2</sup> cette masse d'air variable et entraînée doit être ajoutée à la charge enlevée; le ballon est ainsi alourdi.

La liaison entre cette masse d'air et le ballon ne peut être due qu'à une sous-pression locale. Par inertie, la masse d'air entraînée a tendance à ne pas suivre l'aéronef dans sa course et provoque ainsi une succion sur la partie inférieure de l'enveloppe.

Comme la quantité d'hydrogène transportée n'est — à basse altitude — qu'une petite partie du volume du ballon, si son enveloppe est contrainte de se gonfler ici ou là, le volume à l'intérieur du ballon augmente, l'hydrogène se dilate et sa pression devient inférieure à celle de l'air ambiant. La conséquence est qu'immédiatement la pression atmosphérique ambiante écrase le ballon, le déforme en un autre point, de préférence à l'endroit où la pression due à la résistance aérodynamique provoquée par l'avancement de l'aéronef sera la

<sup>1</sup> PRANDTL, *Abriss der Strömungslehre*, p. 142.

<sup>2</sup> *La sécurité aérienne, animaux et machines*, p. 54.

plus forte. C'est la raison pour laquelle ces déformations sont si nombreuses au sommet du ballon. Puisque c'est à basse altitude que l'enveloppe présente la surface la plus grande sur laquelle une succion peut la déformer, c'est également à faible altitude qu'elle possède le maximum de possibilités de se dilater sous l'action d'une force extérieure. Ainsi c'est au début de l'ascension que les déformations sont les plus importantes. Plus le ballon est élevé, plus l'hydrogène se dilate, gênant ainsi l'apparition de grosses déformations.

Lorsque, pour une raison quelconque, le tourbillon lié à la base du ballon se détache, la force de liaison cesse, la pression atmosphérique comprime à nouveau la base de l'aéronef et sous l'action de la poussée statique de l'hydrogène, l'enveloppe — en particulier sa face polaire — reprend sa forme normale, puis tout recommence, mais dans des proportions de moins en moins grandes.

Le développement d'un tourbillon nécessite plus de temps que son décollement quasi instantané du ballon; ces faits correspondent aux deux stades de déformations des enveloppes de cellux.

L'augmentation de la vitesse ascensionnelle du sol à 5.000 m environ semble être due pour le moins partiellement à la diminution de la masse d'air entraînée à la remorque du ballon par l'onde liée.

#### FREINS HYDRO-AÉRODYNAMIQUES.

Ces déformations rapides et brutales sont dangereuses car elles peuvent solliciter le cellux à un tel point que des déchirures se produisent dans l'enveloppe; sa destruction suit à plus ou moins brève échéance. Pour avoir de bonnes probabilités d'atteindre de grandes altitudes, il est absolument nécessaire de réduire autant que possible ces déformations qui dépendent du degré de remplissage du ballon et de sa vitesse ascensionnelle. La solution mécanique la plus judicieuse qui fut trouvée jusqu'à maintenant est celle de M. Ackermann.

Elle consiste dans l'emploi d'un réservoir d'eau, en carton (de 1 ou 3 l de volume), percé d'un petit trou à sa base qui

permet de le vidanger lentement en quelques min. Ainsi, au départ, le ballon est très lesté, il monte lentement et aucun gros tourbillon ne se forme; peu à peu sa vitesse ascensionnelle augmente et à 2-4 km d'altitude le ballon est déjà suffisamment dilaté — et la densité de l'air assez faible — pour qu'aucun gros tourbillon ne puisse plus altérer notablement sa forme.

Une autre solution aérodynamique est à l'essai. Elle consiste à faire monter le ballon non plus verticalement, mais obliquement en l'inclinant sur ses agrès afin d'éviter la formation des gros tourbillons. Cette méthode a l'avantage de ne pas charger le « train volant » d'un corps supplémentaire.

Pour terminer, notons encore en passant que si les ballons sont fortuitement abandonnés sans charge, ils montent non pas avec leur grand axe vertical, mais « roulent » en tous sens, leur grand axe ayant cependant tendance à être horizontal.

Dès que les échanges économiques internationaux seront de nouveau normaux, les ballons en cellux ne disparaîtront pas. Pour les mesures à très haute altitude, ils conserveront une supériorité sur les ballons en caoutchouc, trop sensibles aux radiations ultra-violettes. Les recherches présentées dans les pages précédentes n'ont donc pas un caractère d'opportunité, comme on pourrait avoir tendance à le croire. Le manque actuel de caoutchouc nous a obligé à étudier dès maintenant un matériau qui permet d'atteindre de très hautes altitudes.

---