

---

# Thrust-Lift Integration and Its Consequences on the Economy of Atmospheric Flight at High Speed

PIERRE CONTENSOU

*Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales,  
92 Chatillon, Paris, France*

---

## SUMMARY

In the study of air-breathing aircraft it is customary to consider that the functions of lift and thrust are concerned with different flows.

In this paper a simplified analysis of the possibilities offered by a single air flow, accelerated and deflected for both propulsion and lift, is first proposed. It is shown that, in a flight speed range between 3000 and 4000 m/sec, this type of aircraft presents advantages over the usual combination of a lifting-surface with a conventional powerplant.

The second part is a short survey of possible long-range flight paths making use of that system, and such that the mass consumption and the flight duration are optimised; their overall performance is also examined.

## RÉSUMÉ

Dans le cas de l'aéronef à propulsion atmosphérique, les fonctions de propulsion et de sustentation font généralement appel à des flux d'air différents. On examine de façon schématique les possibilités offertes par l'utilisation d'un flux d'air unique, à la fois accéléré et dévié, pour assurer simultanément propulsion et sustentation. On montre que dans un domaine de vol, situé aux environs de 3000 à 4000 m/sec, cette solution présente un avantage important par rapport à l'association d'un propulseur à une voilure sustentatrice.

Dans une deuxième partie, on examine sommairement ce que pourraient être, avec cette formule, des programmes de vol à grande distance, optimisés sous l'angle de la consommation massique et de la durée de trajet et quelles seraient les performances globales réalisables.

## I. INTRODUCTION

Dans les aéronefs classiques à propulsion atmosphérique, les fonctions de propulsion et de sustentation sont généralement séparées. La première est assurée par un moteur qui capte un certain flux d'air et le restitue après avoir accru sa quantité de mouvement. La deuxième est assurée par l'action d'un deuxième flux d'air sur une voilure aérodynamique, organe passif constitué d'un obstacle rigide, dessiné pour produire l'effet sustentateur désiré au prix d'un minimum de traînée.

Les interactions entre l'écoulement interne et l'écoulement externe (distingués sans ambiguïté par la simple topologie) sont cependant bien connues et on sait l'influence prépondérante qu'elles exercent sur le bilan propulsif d'un avion rapide. On sait aussi qu'une orientation convenable de la poussée motrice peut fournir une contribution utile à la portance. D'un autre point de vue, on envisage quelquefois la suppression de l'écoulement interne, l'effet propulsif étant assuré par une injection de combustible dans l'écoulement externe, de manière à créer des zones de combustion convenablement situées. Il est cependant douteux qu'il soit possible dans ces conditions de réaliser un taux de compression préalable suffisamment élevé pour obtenir une efficacité acceptable.

Nous nous proposons de reprendre ici dans son ensemble le problème de l'optimisation d'un système à la fois sustentateur et propulsif, mettant en jeu à la fois un écoulement externe passif et un écoulement interne siège d'une combustion. Nous nous demanderons comment il faut organiser le système pour produire simultanément, au prix d'une consommation minima de combustible, un effort longitudinal imposé et un effort transversal imposé. Pour pousser la discussion assez loin, nous serons conduits à schématiser radicalement les propriétés de l'un et l'autre écoulement, mais cette schématisation aura surtout pour objet de mettre en lumière des notions qui pourraient, si nécessaire, être appliquées par la suite à des problèmes plus réalistes.

Dans une deuxième partie, nous essaierons d'examiner sommairement les conséquences des résultats obtenus sur les solutions qu'il paraît possible de concevoir dans un avenir lointain, et en supposant résolus bien des problèmes technologiques, au problème du transport aérien rapide.

## NOTATION

- $c$  consommation métrique
- $C_p$  chaleur spécifique à pression constante
- $C_v$  chaleur spécifique à volume constant

$f_A$	finesse aérodynamique
$f_P$	finesse propulsive
$f_R$	finesse résultante
$\vec{F}$	action du fluide sur le corps
$F_x, F_z$	composantes motrice et sustentatrice de $F$
$\vec{g}$	pesanteur apparente
$h_f$	pouvoir calorifique du combustible
$h_0$	enthalpie génératrice de l'air
$I$	impulsion spécifique longitudinale
$\vec{I}_s$	impulsion spécifique vectorielle
$I_{sx}, I_{sz}$	composantes du vecteur $I$
$J$	impulsion spécifique transversale
$J_R$	ordonnée du point $B_R$ de Fig. 2
$m$	masse restante
$\dot{m}_a$	débit d'air
$\dot{m}_c$	débit de combustible
$t$	temps
$T_a$	température absolue de l'atmosphère
$u$	$W_f^2/(V^2 + V_a^2)$
$u_1, u_2, u_3, u_4$	valeurs critiques du paramètre $u$
$V$	vitesse de l'appareil
$V_a$	vitesse limite de l'air atmosphérique détendu jusqu'au vide
$V_1, V_2, V_3, V_4$	valeurs critiques de la vitesse de l'appareil
$W$	vitesse d'éjection du statoréacteur idéal
$W_f$	vitesse d'éjection limite
$x$	distance parcourue
$x^*$	longueur utile maxima du vol de croisière
$\alpha, \beta, \zeta, \psi$	paramètres
$\gamma$	$C_p/C_v$
$\eta$	coefficient d'efficacité
$\lambda$	dilution
$\lambda^*$	dilution stœchiométrique
$\phi$	angle de déviation du jet de sortie

## 2. SCHÉMATISATION DU STATORÉACTEUR

Nous examinerons d'abord comment répondre au problème de la propulsion et de la sustentation combinée au moyen du flux interne seul, le propulseur étant du type statoréacteur. Nous adopterons la schématisation du statoréacteur définie ci-dessous :

### 2.1. Notations

L'étude du statoréacteur fait appel à un petit nombre de grandeurs physiques qu'il est commode de ramener à des vitesses. Les ordres de grandeur relatifs de ces vitesses dominent tout le problème.

(1) *La vitesse  $V$  de déplacement de l'appareil.*

(2) *Une vitesse  $V_a$  qui définit l'enthalpie de l'air absorbé† par  $h_0 = \frac{1}{2}V_a^{22}$ . Si l'air est considéré comme un gaz parfait, à la température  $T_a$ , on peut écrire:*

$$V_a = 2C_p T_a$$

$V_a$  est la vitesse limite de l'air atmosphérique détendu jusqu'au vide.

(3) *Une vitesse limite caractérisant la réaction chimique utilisée. Soit  $h_f$  le pouvoir calorifique du combustible (différence d'enthalpie à 0°K entre le mélange stœchiométrique air-combustible et les produits de la réaction, rapportée à l'unité de masse du combustible). Nous définirons une vitesse limite 'combustible'  $W_f$  par*

$$W_f^2 = 2h_f$$

On peut se représenter  $W_f$  comme la vitesse limite d'une fusée utilisant les mêmes réactifs que le statoréacteur dans laquelle l'énergie apportée par la combustion serait utilisée à échauffer le combustible seul, ce dernier étant seul éjecté. Du point de vue des ordres de grandeur, il faut noter que  $V_a$  est petit devant  $W_f$  (moins du dixième), alors que  $V$  peut varier entre 0 et des valeurs de l'ordre de  $W_f$ .

La vitesse d'éjection  $W_f$  est évidemment meilleure que celle de toutes les fusées réalisables puisqu'on n'éjecte pas le comburant.

### 2.2. Le statoréacteur idéal

Nous considérons comme idéal le statoréacteur pour lequel sont réalisées les conditions suivantes:

- la combustion est complète,
- la recompression et la détente du fluide sont supposées isentropiques,
- l'air et les produits de la combustion sont des gaz parfaits à chaleur spécifique constante, caractérisés par la même valeur du rapport

$$\frac{C_p}{C_v} = \gamma$$

- l'air est amené avant combustion à une vitesse quasi-nulle,
- il existe une section d'entrée et une section de sortie où les conditions d'état et de mouvement du fluide sont uniformes. Dans la section d'entrée, les conditions sont celles de l'air au repos.

† L'origine des enthalpies est prise ici à 0°K.

Nous supposons en outre la détente poussée jusqu'à la pression ambiante. Le rapport des enthalpies de l'air avant et après compression est alors égal au rapport des enthalpies des gaz après et avant détente, la valeur commune de ce rapport étant la quantité

$$\frac{V_a^2}{V_a^2 + V^2}$$

Nous conviendrons enfin de ne compter dans la poussée du propulseur que les termes correspondant aux quantités de mouvement entrantes et sortantes, définition cohérente avec celle d'une traînée évaluée comme résultante des suppressions sur la carène extérieure.

Soit  $\dot{m}_a$  et  $\dot{m}_c$  les débits respectifs d'air et de combustible, la dilution  $\lambda$  étant définie par

$$\lambda = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_c}$$

Nous noterons  $\lambda^*$  la dilution stœchiométrique.

La vitesse d'éjection  $W$  du statoréacteur idéal a pour expression :

— en régime pauvre

$$W^2(1 + \lambda) = V^2 \left( \lambda + \frac{W_f^2}{V^2 + V_a^2} \right) \quad (1)$$

— en régime riche

$$W^2(1 + \lambda) = V^2 \lambda \left[ 1 + \frac{W_f^2}{\lambda^*(V^2 + V_a^2)} \right] \quad (2)$$

### 2.3. Le statoréacteur réel

Nous représenterons les imperfections du statoréacteur réel en introduisant un *unique coefficient d'efficacité*  $\eta$  défini comme le *rapport de la vitesse d'éjection du statoréacteur réel à la vitesse d'éjection du statoréacteur idéal*, toutes choses égales d'ailleurs.

Le coefficient  $\eta$  représente l'effet global des pertes suivantes :

- irréversibilités dans la captation de l'air,
- perte de charge de combustion,
- frottements,
- combustion incomplète,
- pertes thermiques par les parois.

Nous serons souvent conduits à supposer  $\eta$  indépendant de la dilution et de la vitesse.

Pour le statoréacteur réel, les formules donnant  $W$  s'écrivent :

$$W^2(1 + \lambda) = \eta^2 V^2 \left( \lambda + \frac{W_f^2}{V^2 + V_a^2} \right) \quad (\text{régime pauvre}) \quad (3)$$

$$W^2(1+\lambda) = \eta^2 V^2 \lambda \left( 1 + \frac{W_f^2}{\lambda^*(V^2 + V_a^2)} \right) \quad (\text{régime riche}) \quad (4)$$

Remarquons qu'on peut passer de la première formule à la deuxième en annulant  $W_f$  et en remplaçant l'efficacité par

$$\eta \sqrt{\left[ 1 + \frac{W_f^2}{\lambda^*(V^2 + V_a^2)} \right]}$$

### 3. LE STATORÉACTEUR DANS UNE FONCTION DE PORTANCE ET PROPULSION COMBINÉE

#### 3.1. Théorie générale

Admettons que, sans perturber le fonctionnement du statoréacteur, nous puissions dévier d'un angle  $\phi$  la direction du jet de sortie.

L'action  $\vec{F}$  exercée par le fluide sur le corps du propulseur a alors les composantes suivantes (Fig. 1)

— sur la direction de la vitesse

$$F_x = -\dot{m}_a V + (\dot{m}_a + \dot{m}_c) W \cos \phi$$

— sur la direction perpendiculaire

$$F_z = (\dot{m}_a + \dot{m}_c) W \sin \phi$$

En rapportant ces composantes au débit  $\dot{m}_c$  du combustible dépensé on

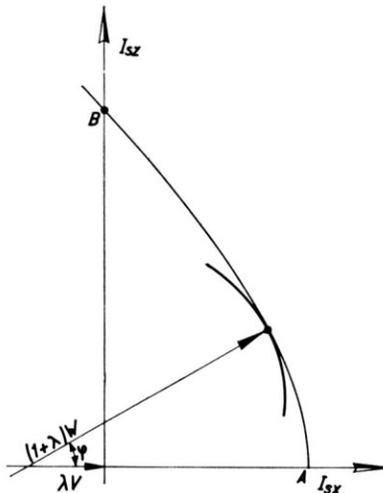


FIG. 1 — Polaire des impulsions spécifiques d'un statoréacteur

peut définir une *impulsion spécifique vectorielle*  $\vec{I}_s = (\vec{F}/m_c)^\dagger$  dont les composantes longitudinales et transversales ont pour valeur

$$I_{sx} = -\lambda V + (1 + \lambda)W \cos \phi \quad (5)$$

$$I_{sz} = (1 + \lambda)W \sin \phi \quad (6)$$

Ces formules dans lesquelles  $W$  est une fonction de  $\lambda$  définissent les impulsions spécifiques obtenues en fonction des deux paramètres de définition du système  $\lambda$  et  $\phi$ . La portion du plan  $(I_{sx}, I_{sz})$  balayée par l'extrémité du vecteur  $I_s$  lorsque  $\lambda$  et  $\phi$  varient représente un 'domaine accessible' pour ce vecteur, domaine dont on doit rechercher la frontière. Les points de la frontière seront seuls utilisés puisqu'on a intérêt à avoir un vecteur  $I_s$  de module maximum pour une direction donnée. La frontière constitue une *polaire*, caractéristique du propulseur.

L'équation de la frontière s'obtient en annulant le déterminant fonctionnel

$$\frac{D(I_{sz}, I_{sz})}{D(\lambda, \phi)}$$

ce qui donne immédiatement

$$\cos \phi = \frac{1}{V} \frac{d}{d\lambda} [(1 + \lambda)W] \quad (7)$$

Géométriquement, le problème revient à chercher l'enveloppe d'une famille de cercles, puisque les courbes à  $\lambda$  constant sont des cercles. Les points caractéristiques de chaque cercle sont définis par la formule (7). La polaire est le lieu des points caractéristiques. Les cercles pour lesquels la formule (7) fournit une valeur de  $\cos \phi$  supérieure à l'unité ne touchent pas l'enveloppe ou, exceptionnellement, en constituent une partie.

### 3.2. Application au statoréacteur schématisé

Nous appliquerons la théorie précédente au statoréacteur schématisé, c'est-à-dire celui où  $W$  est exprimé par l'une des formules (3) ou (4), avec  $\eta$  indépendant de la dilution.

Posons pour simplifier l'écriture

$$u = \frac{W_f^2}{V^2 + V_a^2}$$

† Dans tout ce qui suit nous considérons les impulsions spécifiques comme massiques et non pondérales, et nous les exprimons en unités de vitesse. Le lecteur se ramènera facilement s'il le désire, en divisant par  $g$ , aux impulsions spécifiques en secondes habituellement utilisées.

$u$  est un paramètre fonction seulement de la vitesse (pour un combustible donné) et variant en sens inverse.

3.2.1. *Supposons d'abord*  $\lambda > \lambda^*$  (statoréacteur pauvre).

Les équations (5) et (6) peuvent s'écrire :

$$\frac{I_{sx}}{V} = \eta \sqrt{(\lambda+1)} \sqrt{(\lambda+u)} \cos \phi - \lambda \quad (8)$$

$$\frac{I_{sz}}{V} = \eta \sqrt{(\lambda+1)} \sqrt{(\lambda+u)} \sin \phi \quad (9)$$

La relation (7) donne

$$\cos \phi = \eta \frac{\lambda + \frac{1}{2}(1+u)}{\sqrt{(\lambda+1)} \sqrt{(\lambda+u)}} \quad (10)$$

L'élimination de  $\lambda$  et  $\phi$  entre (8), (9) et (10) fournit l'équation de la polaire

$$\frac{1}{\eta^2} \left( \frac{I_{sz}}{V} \right)^2 - \frac{1}{1-\eta^2} \left( \frac{I_{sx}}{V} - \frac{1+u}{2} \right)^2 + \frac{(1-u)^2}{4} = 0 \quad (11)$$

$\lambda$  étant relié linéairement à l'abscisse par

$$\frac{I_{sz}}{V} = \frac{1+u}{2} - \lambda(1-\eta^2) \quad (12)$$

La polaire est une hyperbole dont les intersections avec les axes (points  $A$  et  $B$ ) sont définies par :

$$\frac{I}{V} = \frac{1+u}{2} + \sqrt{(1-\eta^2)} \frac{1-u}{2} \quad (13)$$

$$\frac{J}{V} = \frac{\eta}{2} \sqrt{\left[ \frac{(1+u)^2}{1-\eta^2} - (1-u)^2 \right]} \quad (14)$$

$I$  et  $J$  que nous introduisons ici comme grandeurs particulièrement caractéristiques ont les interprétations suivantes :

- $I$  (valeur de  $I_{sx}$  pour  $I_{sz}=0$ ) est l'impulsion spécifique au sens habituel du statoréacteur non portant — que nous appelons en abrégé '*stato-pousseur*'
- $J$  (valeur de  $I_{sz}$  pour  $I_{sx}=0$ ) est l'impulsion spécifique d'un statoréacteur assurant purement un rôle de portance (*stato-porteur*).

Nous dirons aussi que  $I$  et  $J$  sont respectivement les impulsions spécifiques longitudinale et transversale.

D'après la formule (12), la dilution  $\lambda$  évolue le long de la polaire dans le sens inverse de l'abscisse. La solution reste donc valable tant que la dilution

au point  $A$  n'atteint pas la valeur stœchiométrique. Cette condition, assurée aux faibles vitesses, tombe en défaut quand le paramètre  $u$  atteint la valeur critique  $u_1$  définie par

$$u_1 = \frac{(2\lambda^* + 1)\sqrt{(1-\eta^2)} + 1}{1 - \sqrt{(1-\eta^2)}}$$

3.2.2. Pour  $u < u_1$ , c'est-à-dire pour une vitesse supérieure à cette première valeur critique  $v_1$ , il apparaît autour du point  $A$  une portion de polaire correspondant au statoréacteur stœchiométrique, portion constituée par le cercle défini par  $\lambda = \lambda^*$ .

Ce cercle a pour équation

$$\left(\frac{I_{sx}}{V} + \lambda^*\right)^2 + \left(\frac{I_{sz}}{V}\right)^2 = \eta^2(1 + \lambda^*)(\lambda^* + u) \quad (15)$$

On en déduit immédiatement la valeur de  $I$  à adopter dans cette région

$$\frac{I}{V} = -\lambda^* + \eta\sqrt{[(1 + \lambda^*)(\lambda^* + u)]} \quad (16)$$

La valeur de  $J$  reste donnée par la formule (14) tant que la région circulaire de la polaire n'atteint pas l'axe des  $I_{sz}$ . Cette circonstance se produit lorsque  $u$  atteint une nouvelle valeur critique  $u_2$  définie d'après (12) par

$$u_2 = 2\lambda^*\left(\frac{1}{\eta^2} - 1\right) - 1 \quad (17)$$

3.2.3. Pour  $u < u_2$  ou  $V > V_2$ . Il faut adopter pour  $J$  la valeur tirée de (15) où l'on fait  $I_{sx} = 0$ , soit

$$\left(\frac{J}{V}\right)^2 = \eta^2(\lambda^* + 1)(\lambda^* + u) - (\lambda^*)^2 \quad (18)$$

Mais  $u$  continuant à décroître, il peut apparaître du côté du point  $A$  une nouvelle portion de polaire correspondant à l'utilisation du statoréacteur riche ( $\lambda < \lambda^*$ ).

3.2.4. Pour le statoréacteur riche, les formules (9) et (10) sont remplacées respectivement par

$$\frac{I_{sx}}{V} = \eta\sqrt{(\lambda + 1)}\sqrt{\lambda}\sqrt{[1 + (u/\lambda^*)]}\cos\phi - 1 \quad (19)$$

$$\frac{I_{sz}}{V} = \eta\sqrt{(\lambda + 1)}\sqrt{\lambda}\sqrt{[1 + (u/\lambda^*)]}\sin\phi \quad (20)$$

On évite de nouveaux calculs en remarquant que ces formules se déduisent des précédentes en remplaçant  $u$  par 0 et  $\eta$  par  $\eta\sqrt{(1 + u/\lambda^*)}$ .

L'équation de la polaire devient dans ces conditions

$$\left(\frac{I_{sx}}{V}\right)^2 \frac{1}{\eta^2 [1 + (u/\lambda^*)]} - \left(\frac{I_{sx}}{V} - \frac{1}{2}\right)^2 \frac{1}{1 - \eta^2 [1 + (u/\lambda^*)]} + \frac{1}{4} = 0 \quad (21)$$

Cette nouvelle portion de polaire apparaît au point *A* pour une nouvelle vitesse critique  $V_3$  définie par

$$u_3 = \lambda^* \left( \frac{1}{\eta^2} - 1 \right) - \frac{1}{\eta^2} \frac{\lambda^*}{(2\lambda^* + 1)^2}$$

Elle gagne le point *B* pour une vitesse critique  $V_4$  encore supérieure définie par

$$u_4 = \frac{1}{\eta^2} \frac{2\lambda^{*2}}{2\lambda^* + 1} - \lambda^*$$

Les formules à adopter pour  $I$  (à partir de  $u < u_3$ ) et (à partir de  $u < u_4$ ) sont les formules (13) et (14) où l'on fait  $u = 0$  et où on remplace  $\eta$

$$\frac{\eta}{\sqrt{[1 + (u/\lambda^*)]}}$$

3.2.5. En résumé, la polaire du statoréacteur schématisé a une allure générale hyperbolique, la valeur de la dilution associée à chaque point croissant sans cesse (ou tout au moins ne décroissant pas) du sommet vers l'asymptote. Pour les faibles vitesses ( $V < V_1$ ), la polaire comprend uniquement des régimes pauvres. Pour les vitesses intermédiaires ( $V_1 < V < V_3$ ) il existe un arc de cercle stoechiométrique comprenant le point *A*. Pour  $V > V_3$ , l'axe stoechiométrique est chassé vers la partie moyenne de la courbe: un arc correspondant au régime riche s'étend à partir du sommet.

En tout point de la polaire, la valeur associée de l'angle  $\phi$  (qui fixe la direction du jet émergent), est définie par la normale à la courbe.

A titre d'exemple, on a représenté Fig. 2 les polaires correspondant au cas suivant:

Combustible: Kérosène  $W_f = 9300$  m/sec  $V = 66$  m/sec  
 $\eta = 0.85$

Vitesses de vol 1000, 2000, 3000 et 4000 m/sec.

Les courbes en tirets précisent les limites des différents domaines de richesse.

On a d'autre part tracé les fonctions  $I(V)$  (Fig. 4) et  $J(V)$  (Fig. 5) pour les 4 cas suivants:

<i>K</i> -1	Statoréacteur à kérosène	$\eta = 0.9$
<i>K</i> -2	Statoréacteur à kérosène	$\eta = 0.85$
<i>H</i> -1	Statoréacteur à hydrogène	$\eta = 0.9$
<i>H</i> -2	Statoréacteur à hydrogène	$\eta = 0.85$

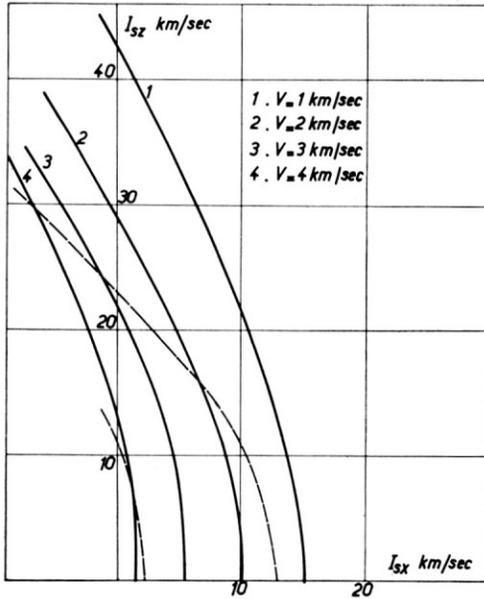


FIG. 2 — Polaires statoréacteurs

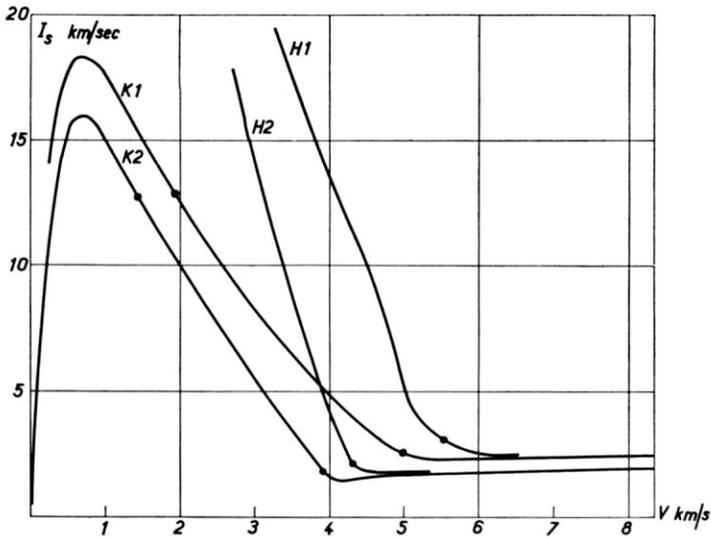


FIG. 3 — Impulsion spécifique longitudinale

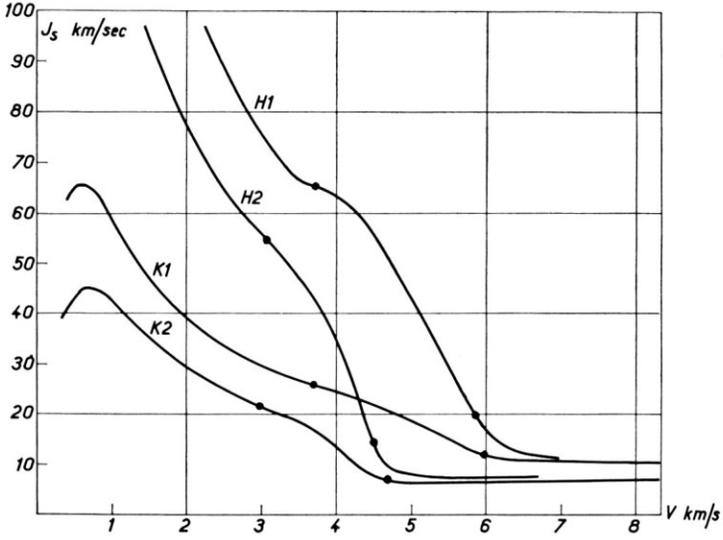


FIG. 4 — Impulsion spécifique transversale

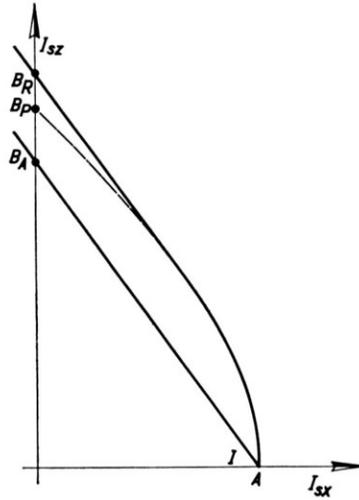


FIG. 5 — Association d'un statoréacteur et d'une voilure

Les calculs des performances détaillés que l'on peut faire sur le statoréacteur, fondés sur une évaluation aussi précise que possible des différentes pertes, conduisent en effet à des chiffres d'efficacité compris entre 0.85 et 0.9, la valeur de 0.9 relevant d'ailleurs d'un optimisme probablement excessif sur les effets des réassociations en cours de détente.

#### 4. ASSOCIATION D'UN PROPULSEUR ET D'UNE VOILURE

##### 4.1. Considérations générales

Examinons l'intérêt d'associer au statoréacteur une voilure au sens habituel. Il est évident que, si la configuration est optimisée pour un cas de vol uniques il faut orienter cette voilure de manière qu'elle travaille dans ces conditions de finesse maxima, sa surface étant choisie pour qu'elle fournisse, dans ces conditions, la résultante cherchée. †

A tout point de la 'polaire propulsive', étudiée ci-dessus, nous devons alors associer la demi-droite issue de ce point dont la pente est égale à la meilleure finesse aérodynamique  $f_A$  considérée comme réalisable pour la vitesse de vol étudiée. La polaire globale exprimant les performances optimales de la combinaison est constituée par l'enveloppe des demi-droites ainsi définie. Pratiquement cela revient à éliminer la portion de la polaire propulsive où la pente est inférieure  $f_A$  et à lui substituer la demi-tangente de pente  $f_A$  (Fig. 5). Si la direction imposée à la force, définie en vol horizontal par le rapport  $\gamma/g$  de l'accélération du mouvement à l'accélération de la pesanteur correspond au tronçon subsistant de la polaire propulsive, il faut en principe utiliser le statoréacteur seul, avec un jet émergeant dévié de l'angle convenable. Si elle correspond à la branche rectiligne de la polaire, il faut dévier le jet de l'angle  $\text{Arc tg}(1/f_A)$  et ajouter une voilure de surface convenable. En aucun cas, il n'est justifié de dévier le jet d'un angle supérieur à  $\text{Arc tg}(1/f_A)$ . La séparation complète des fonctions correspondrait à l'utilisation du seul point  $A$  de la polaire propulsive. La polaire globale se réduirait à la droite  $AB_A$ , l'ordonnée de  $B_A$  étant égale à  $1/f_A$ .

Les points de la polaire voisins de  $A$  correspondent à des régimes fortement accélérés. C'est pour de tels régimes qu'on a le moins de chance de faire utilement appel à une voilure externe. Les régimes de vol entretenus font appel à des points voisins de l'axe des  $I_{sz}$ , l'écart à cet axe étant justifié par la nécessité d'équilibrer la traînée externe du propulseur dont nous n'avons pas jusqu'ici tenu compte. On peut supprimer cet écart en assimilant conventionnellement cette traînée, d'ailleurs petite, à une réduction de la force motrice; représentable par un abattement sur l'efficacité  $\eta$ . Ce point de vue est justifié par la

† Cette conclusion ne subsiste évidemment pas si on fait intervenir la considération des poids de structure dans l'optimisation.

quasi-proportionnalité de la traînée externe au débit d'air capté. Quoiqu'il en soit, nous admettrons que le vol entretenu correspond à l'intersection de la polaire avec l'axe  $I_{sz}$ . Pour un tel vol, l'utilisation complémentaire d'une voilure sera beaucoup plus fréquente que pour les régimes à forte accélération.

De façon plus précise, nous pouvons définir

- un point  $B_P$  d'ordonnée  $J$  correspondant à l'utilisation du statoréacteur seul,
- un point  $B_A$  d'ordonnée  $f_A I$  correspondant à la séparation complète des fonctions propulsive et sustentatrice,
- un point  $B_R$  d'ordonnée  $J_R$  intersection avec l'axe de la polaire globale optimisée.

Nous poserons par analogie

$$f_P = \frac{J}{I} \quad f_R = \frac{J_R}{I}$$

La relation entre  $f_A$ ,  $f_P$  et  $f_R$  qui dépend de la forme de la polaire propulsive peut s'exprimer de façon simple si on assimile cette polaire à une parabole. Un calcul élémentaire donne alors

$$\left. \begin{array}{ll} f_R = f_A + \frac{f_P^2}{4f_A} & \text{pour } f_P < 2f_A \\ f_R = f_P & \text{pour } f_P > 2f_A \end{array} \right\} \quad (22)$$

#### 4.2. Applications

On a tracé (Fig. 6), en fonction de la vitesse de vol, les courbes de finesse propulsive  $f_P = J/I$  correspondant aux 4 cas précédemment définis  $K1$ ,  $K2$ ,  $H1$ ,  $H2$ . Une courbe vraisemblable de finesse aérodynamique est tracée à titre comparatif.

On constate que la finesse propulsive conserve en général une valeur modérée de l'ordre de 3, mais présente un pic accentué pour une vitesse de vol de l'ordre de 4 km/sec si  $\eta = 0.85$  et de 5.5 km/sec si  $\eta = 0.9$ . Ce pic est plus important pour l'hydrogène que pour le kérosène.

L'existence du pic de finesse propulsive provient simplement du fait que la courbe  $J(V)$  qui présente la même allure générale que la courbe  $I(V)$  est cependant décalée dans le sens positif des vitesses. Il existe donc un domaine de vitesse où l'impulsion spécifique longitudinale est tombée à une valeur très basse alors que l'impulsion spécifique transversale reste notable. Dans ce domaine, il serait évidemment contre-indiqué d'utiliser pour le vol de croisière un 'stato-poussoir' muni d'une voilure classique.

On a indiqué sur la Fig. 7, dans le cas  $H1$ , comment se présente l'association statoréacteur voilure. On a tracé les courbes  $f_A$ ,  $f_P$  et  $f_R$ ,  $f_R$  étant évalué par la formule (22).

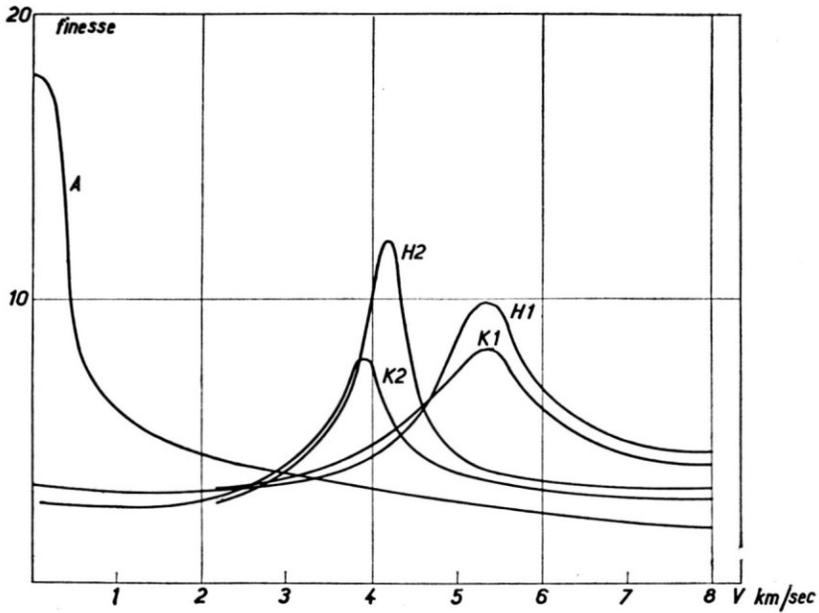


FIG. 6 — Finesses propulsives et aérodynamique

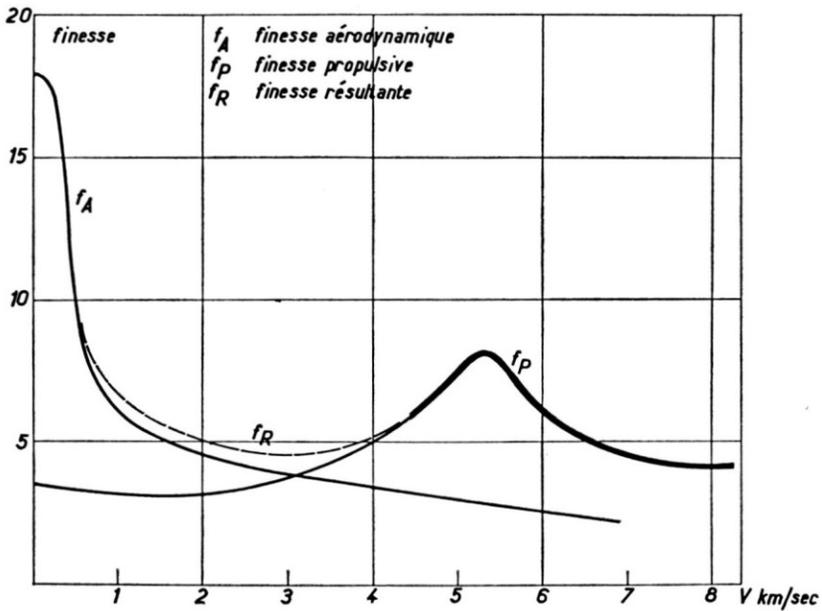


FIG. 7 — Composition des finesse

On voit que la contribution du statoréacteur à la portance, négligeable aux faibles vitesses, devient peu à peu prépondérante. La voilure doit être supprimée à partir de la vitesse pour laquelle  $f_p$  atteignent la valeur  $2f_A$ . En principe elle pourrait dans certains cas réapparaître partiellement une fois passé le pic de la courbe de finesse.

#### 4.3. Cas de la fusée

Les notions précédentes sont applicables au cas où le propulseur est une fusée. La polaire propulsive est alors un cercle centré sur l'origine. L'intérêt de la voilure apparaît pour  $\gamma < gf_A$ . La voilure est toujours avantageuse en vol de croisière et la finesse résultante s'évalue facilement, compte tenu de la forme circulaire de la polaire par

$$f_R = \sqrt{(1+f_A^2)} \quad (23)$$

Pour tous les cas de vol usuels où  $f_A$  est assez grand, l'amélioration de finesse due au propulseur reste très faible.

#### 4.4. Consommation métrique en vol de croisière

Le vol de croisière est caractérisé par l'équation

$$m\bar{g} = -J \frac{dm}{dt} = -JV \frac{dm}{dx}$$

où  $x$  représente la distance parcourue et  $\bar{g}$  la pesanteur apparente (corrigée de la force centrifuge).

$$\bar{g} = g \left( 1 - \frac{V^2}{V_c^2} \right)$$

L'expression la plus générale de  $J$  étant  $I f_R$ , on en tire

$$-\frac{1}{m} \frac{dm}{dx} = C = \frac{\bar{g}}{I f_R V}$$

$C$  consommation métrique ou kilométrique.

La Fig. 8 représente la consommation métrique  $C$  en fonction de la vitesse pour les 4 cas  $H1, H2, K1, K2$ . Les ordonnées représentent  $10^8 C$  dans le système mètre-seconde. L'unité de l'échelle correspond donc à 1% de perte de masse pour 1000 km parcourus.

Cette planche montre la très grande sensibilité de la courbe  $C(V)$  à la valeur de l'efficacité  $\eta$ . Pour  $\eta = 0.85$ , que le combustible soit l'hydrogène ou le kérosène, la vitesse critique à laquelle les performances du stato-porteur s'effondrent est trop basse pour que l'atténuation de  $g$  par la force centrifuge

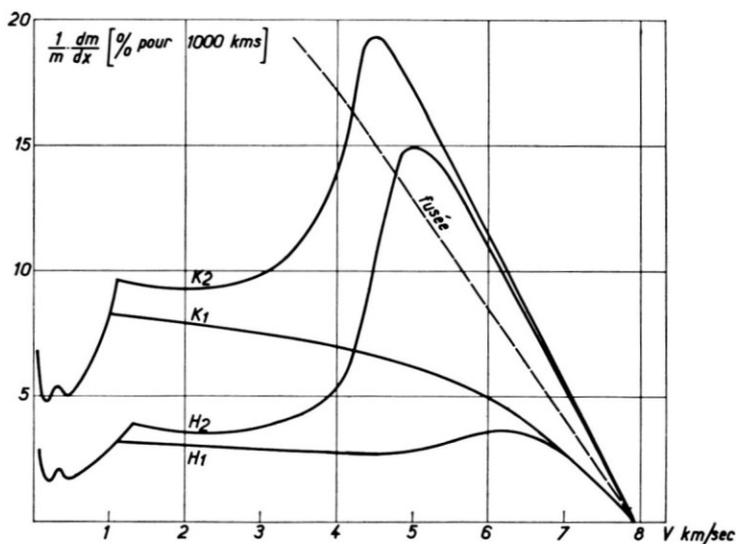


FIG. 8 — Consommations kilométriques

soit notable. Il en résulte pour la courbe un pic important vers 4 à 5 km/sec. Si on sait réaliser une efficacité de 0,9, on réussit au contraire une sorte de soudure entre la zone d'efficacité du statoréacteur et la zone de quasi-disparition de la pesanteur. On peut noter aussi que la performance aux vitesses moyennes dépend surtout du combustible et aux grandes vitesses surtout de l'efficacité. On a tracé à titre comparatif la courbe  $C(V)$  qui correspondrait à une fusée d'impulsion spécifique 3 km/sec associée à la finesse  $f_R$  telle qu'elle résulte de la formule (23). Cette courbe se situe aux grandes vitesses, entre celles des statoréacteurs à  $\eta=0,85$  et celles des statoréacteurs à  $\eta=0,9$ .

Dans le domaine des basses vitesses, on a substitué au statoréacteur un turboréacteur présentant les meilleures caractéristiques d'impulsion spécifique actuellement envisagées pour les turboréacteurs à double flux. Dans le cas de l'hydrogène on a supposé, par souci d'homogénéité, que le turboréacteur était aussi à hydrogène. Bien qu'aucune machine de ce type n'existe actuellement, il ne semble pas y avoir de raison sérieuse de récuser davantage l'emploi de ce combustible pour le turboréacteur que pour le statoréacteur.

La courbe des consommations présente, dans ces conditions, un minimum au voisinage de la vitesse du son, plus probablement deux minima, l'un en subsonique, l'autre en supersonique; séparés au contraire par un maximum transsonique.

Nous n'avons pas cherché à discuter de la forme exacte de la courbe dans cette région — problème fort important mais tout à fait en dehors de notre

sujet. Nous nous sommes bornés pour la suite à admettre l'existence d'un unique régime de vol économique lent en lui attribuant assez arbitrairement la vitesse de 500 m/sec.

D'une façon générale, la valeur de la consommation kilométrique évolue finalement assez peu dans une large gamme de vitesse (excluant les très faibles vitesses pour lesquelles elle est très grande et les vitesses quasi-orbitales pour lesquelles elle est très petite). Cette semi-constance, résultat de compensations entre les influences complexes de phénomènes variés apparaît particulièrement remarquable dans le cas d'une efficacité de 0.9.

## 5. OPTIMISATION DE VOL ATMOSPHERIQUE À GRANDE PORTÉE

Nous essaierons de tirer les conséquences des résultats précédents en ce qui concerne l'intérêt et les possibilités de vols atmosphériques propulsés à grande portée. Mais il est nécessaire auparavant de préciser les méthodes d'optimisation applicables à de tels vols.

### 5.1. Approche générale du problème

Nous avons introduit dans un cas particulier la notion de polaire des impulsions spécifiques. Cette notion est, en fait, très générale. Elle suppose seulement la possibilité de réaliser un débit de combustible arbitraire et par conséquent un débit d'air arbitraire, tous les paramètres influant sur la valeur des impulsions spécifiques  $I_{sx}$  et  $I_{sz}$  étant par ailleurs imposés. Or ceci est approximativement réalisable :

- soit par un choix convenable de l'échelle dimensionnelle (à l'effet d'échelle près sur le fonctionnement aérodynamique et propulsif),
- soit par un choix convenable de l'altitude (à l'effet près de la température de l'air capté sur ce même fonctionnement).

Cette approximation étant consentie, on peut fonder, suivant la théorie développée ci-après, l'optimisation du vol sur la polaire des impulsions spécifiques.

Cette polaire elle-même, frontière du domaine du plan  $I_{sx}, I_{sz}$  accessible au vecteur impulsion spécifique, est essentiellement fonction des degrés de liberté qu'on s'autorise pour la configuration du système.

La meilleure approche du problème paraît consister à adopter d'abord une polaire mettant en jeu une très grande liberté d'adaptation. C'est ce que nous avons fait ci-dessus. L'optimisation du vol correspondant à une mission donnée conduira alors aux variations effectives de configuration théoriquement souhaitables. Si certaines sont considérées comme irréalisables, on adoptera pour les paramètres concernés des valeurs moyennes et on pourra

itérer l'optimisation sur la base de la polaire moins avantageuse de l'avion considéré comme constructible.

L'excursion du point de fonctionnement sur la polaire fixera les variations concomittantes à imposer aux degrés de liberté restant, et la donnée du débit d'air fixera l'altitude de vol. On pourra au besoin opérer par approximations successives.

Ce processus laissera subsister une indétermination fondamentale, car seul le produit de la densité de l'air par l'échelle surfacique pourra en ressortir. Le choix entre un appareil de grande dimension volant à grande altitude ou un appareil plus petit volant plus bas appellera une discussion partiellement indépendante de la première et essentiellement fondée sur l'évaluation des masses structurales. Il y a certainement un optimum de ce point de vue, les masses de structure devenant exagérées aussi bien aux grandes altitudes par suite du développement des dimensions qu'aux faibles altitudes par suite de la croissance des contraintes mécaniques et thermiques, que cesse de compenser la réduction des dimensions lorsque celles-ci deviennent conditionnées par le carénage minimum d'une charge utile de volume imposé.

## 5.2. Optimisation du vol à partir de la polaire des impulsions spécifiques

L'état du système est défini par les grandeurs

- $t$  temps
- $x$  distance parcourue
- $V$  vitesse
- $m$  masse restante.

Nous nous plaçons dans l'hypothèse du vol horizontal équilibré, classique dans l'étude du vol plané à grande distance. Elle signifie que, malgré les variations d'altitude de vol qui seront en fait nécessaires, nous négligerons les forces d'inertie verticales qui leur sont liées. La portance équilibre alors le poids apparent.

Les équations du mouvement sont alors :

$$\left. \begin{aligned} dx &= V dt \\ dV &= \frac{dm}{m} I_{sx} \\ dt &= -\frac{I_{sz}}{g} \frac{dm}{m} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Le choix du point de fonctionnement sur la polaire, qui est arbitraire, définit simultanément  $I_{sx}$  et  $I_{sz}$ .

Admettons que pour une vitesse finale donnée (qui pourra être par exemple le retour à la vitesse nulle), nous désirions avoir couvert la plus grande distance possible, tout en ayant consommé le moins de masse possible et le

moins de temps possible. Ceci nous conduit à introduire une combinaison de ces trois grandeurs définissable par

$$\psi = \log \frac{m_0}{m} - \alpha x + \beta t \quad (25)$$

Les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ , essentiellement positifs dépendent du poids attaché comparativement aux trois grandeurs. En les faisant varier on obtiendra l'ensemble des trajectoires optimales. On a en différentiant

$$d\psi = -\frac{dm}{m} - \alpha dx + \beta dt$$

Le système (24) permet d'exprimer  $dV/d\psi$  en fonction du choix du point de fonctionnement sur la polaire par l'expression

$$\frac{d\bar{V}}{d\psi} = \frac{\bar{g}}{\beta - \alpha V} \frac{I_{sx}}{I_{sz} - [\bar{g}/(\beta - \alpha V)]} \quad (26)$$

L'interprétation graphique de cette formule est immédiate. Les valeurs extrémales de  $dV/d\psi$  correspondent aux points de contact avec la polaire des tangentes issues du point  $P$  de l'axe des  $I_{sz}$  d'ordonnée

$$\zeta = \frac{\bar{g}}{\beta - \alpha V} \quad (\text{Fig. 9})$$

Selon que l'on désire augmenter ou diminuer la vitesse, on prendra l'un ou l'autre de ces points de contact.

Supposons par exemple que la mission comporte un départ au repos et un retour au repos et que la polaire ait l'allure de celles que nous avons étudiées. La position initiale  $P_0$  de  $P$  est sur la partie négative de l'axe vertical. Le point de la polaire à utiliser est le point  $A$ . L'accélération est infinie puisque  $I_{sz}=0$ . Quand la vitesse atteint la valeur  $\beta/\alpha$  le point  $P$  qui s'est éloigné à l'infini réapparaît sur la partie positive de l'axe. Le point de fonctionnement décrit l'arc  $AB$ . Si le point  $B$  est atteint, on est en régime de croisière:  $I_{sx}$  étant nul, la vitesse ne varie plus. La polaire (qui dépend en général de  $V$ ) reste immuable et le point  $P$  immobile. Le point  $B$  est atteint, en général, au bout d'un temps fini. Pour  $V$  voisin de la vitesse de croisière, la valeur de  $I_{sx}$  donc de l'accélération est, en effet, de l'ordre de la racine carrée de l'écart de vitesse, ce qui assure la convergence de l'intégrale qui donne le temps.

Si à partir de ce point (ou de tout état antérieur) on désire décélérer, c'est la deuxième tangente qui doit être utilisée.† Le point de fonctionnement se déplacera sur la polaire à partir de  $B$  vers l'infini, effectivement atteint lorsque  $P$ , qui remonte le long de l'axe vertical, rencontre l'asymptote. A

† Pour une polaire à courbure non nulle en  $B$ , on montre qu'en fait on doit repartir de  $B$  immédiatement. Il n'y a pas de vol de croisière au sens strict.

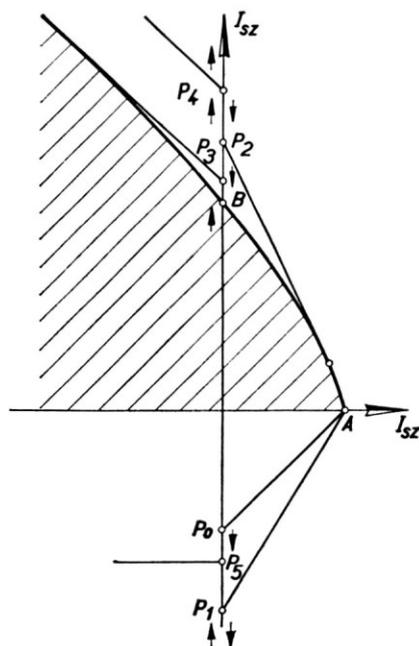


FIG. 9 — Optimisation du vol équilibré

partir de cet instant, le propulseur est arrêté et le vol est un vol plané. La vitesse continuant à décroître, le point  $P$  repasse sur la partie négative de l'axe  $I_{sz}$ , le point de fonctionnement saute alors à l'infini sur la partie négative de l'axe  $I_{sz}$ , qui correspond à un freinage aérodynamique à décélération infinie.

*Remarque I* — On pourrait présenter les choses de façon très légèrement différentes en écrivant la relation (26)

$$\frac{dV}{d\psi} = \frac{1}{\beta - \alpha V} \frac{I_{sx}}{(I_{sz}/\bar{g}) - [1/(\beta - \alpha V)]} \quad \text{et} \quad \zeta = \frac{1}{\beta - \alpha V}$$

Ceci revient à conserver pour l'impulsion spécifique longitudinale une impulsion massique exprimée en m/sec et à adopter pour l'impulsion spécifique transversale une impulsion pondérale en secondes (rapportée au poids apparent du combustible consommé).

*Remarque II* — La théorie précédente fait appel à un raisonnement direct très simple. On la raccorde aisément aux méthodes générales d'optimisation en définissant l'état du système par  $\log m, x, t$ , et en adoptant la vitesse comme variable indépendante. Les 'fonction de commande' sont alors indépendantes de l'état, ce qui assure la constance du vecteur adjoint et

permet le choix immédiat de la valeur de la 'commande', en fonction des composantes attribuées à ce vecteur (qui s'identifient à 1,  $-\alpha$ ,  $\beta$ ).

### 5.3. Schématisation de la polaire

Pour aller plus loin, nous schématiserons encore en convenant de réduire la polaire à 4 points essentiels: le point *A* sur l'axe horizontal, le point *B* sur l'axe vertical et les deux points à l'infini dans la direction de pente  $-f_A$  et dans la direction négative de  $I_{sx}$  (l'inégalité  $f_R > f_A$  assurant la convexité de la ligne polygonale ainsi définie). Les régimes intermédiaires sont alors supprimés (au prix d'une certaine perte de performance par rapport au cas où on utilise la polaire complète) et le vol comporte au maximum 4 phases (Fig. 10):

- une accélération instantanée,
- un vol de croisière à vitesse  $V_1$ , sur une distance  $x_1$ ,
- un vol plané de  $V_1$  à  $V_2$ ,
- un arrêt instantané à partir de la vitesse  $V_2$ .

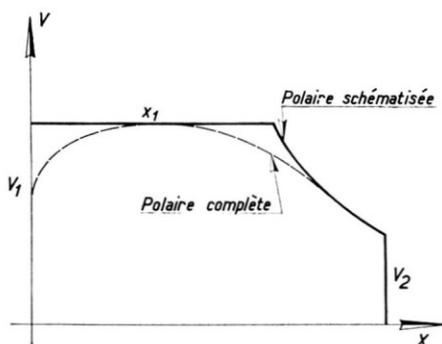


FIG. 10 — Diagramme distance-vitesse d'un vol optimisé

Le rapport de masse total a pour valeur

$$\log \frac{m}{m_0} = \int_0^{V_1} \frac{dV}{I} + x_4 C(V_1) \quad \text{avec} \quad C = \frac{\bar{g}}{I f_R V}$$

La distance parcourue

$$x = x_1 + \int_{V_2}^{V_1} f_A \frac{V dV}{\bar{g}}$$

Le temps

$$t = \frac{x_1}{V_1} + \int_{V_2}^{V_1} f_A \frac{dV}{\bar{g}}$$

En écrivant que  $\psi$  est minimum par rapport aux variables  $V_1, x_1, V_2$  qui définissent le vol, on trouve :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{I} \left( 1 - \frac{f_A}{f_R} \right) + x_1 \frac{dC}{dV_1} &= \beta \frac{x_1}{V_1^2} \\ C - \alpha + \frac{\beta}{V} = 0 \quad \alpha V_2 &= \beta \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

La première relation montre que la condition  $\beta > 0$  (qui assure automatiquement  $\alpha > 0$  d'après la deuxième) est acquise en toute hypothèse si  $dC/dV_1 > 0$ . Dans le cas contraire [ $dC/dV_1 < 0$ ] elle entraîne une limitation de la longueur utile du vol de croisière à une valeur  $x^*$  donnée par

$$-\frac{dC}{dV_1} x^* = \frac{1}{I} \left( 1 - \frac{f_A}{f_R} \right)$$

D'autre part, l'élimination de  $\alpha$  et  $\beta$  fournit une relation entre  $x_2 V_2 V_1$

$$\left( \frac{V_1}{V_2} - 1 \right) \left[ \frac{V}{I} \left( 1 - \frac{f_A}{f_R} \right) + x_1 V_1 \frac{dC}{dV_1} \right] = 1$$

Cette formule définit la vitesse  $V_2$  à laquelle doit intervenir le freinage en fonction des caractéristiques  $V_1$  et  $x_1$  du régime de vol.

Notons que les trajectoires économiques au sens habituel (c'est-à-dire celles pour lesquelles on s'attache uniquement à réduire la consommation de masse sans tenir compte du temps) correspondent à  $\beta = 0$ . De telles trajectoires n'existent que pour  $dC/dV_1 < 0$  et comportent obligatoirement un vol de croisière de longueur  $x^*$ . Le vol plané est ensuite poursuivi jusqu'à vitesse nulle ( $V_2 = 0$ ).

Avant de passer aux applications numériques intéressant le statoréacteur, examinons sommairement le cas où le propulseur est une fusée. Le tracé de la courbe  $C = \bar{g}/If_R$  montre que malgré l'évolution de  $f_R$  qui contrarie celle des autres termes la fonction  $C(V)$  est largement décroissante dans tout le domaine de variation de  $V$ .  $dC/dV$  est donc négatif. Pour  $f_A = f_R$  on aurait donc  $x = 0$  et le vol optimum ne comporterait pas de vol de croisière. En fait, nous avons vu que la combinaison des finesses procure une valeur de  $f_R$  légèrement supérieure à  $f_A$ . Il existe donc en principe un certain avantage à intercaler entre la phase accélérée et le vol plané une phase de vol entretenu, mais sa valeur maximale est relativement courte. Si on suppose  $f_A$  et  $f_R$  indépendants de la vitesse, on trouve par exemple :

$$x^* = R(f_R - f_A) \frac{V^2}{V^2 + V_c^2}$$

$R$  étant le rayon terrestre. Comme  $f_R - f_A$  ne dépasse jamais la valeur de 0.1

ou 0.2,  $x$  est au maximum de l'ordre de  $R/10$ . En outre les calculs numériques montrent que le gain obtenu par l'interposition de ce régime reste très petit.

#### 5.4. Applications numériques

Pour illustrer les méthodes ci-dessus, nous avons recherché leur application numérique au cas des statoréacteurs précédemment étudiés. Nous avons cependant renoncé à envisager le statoréacteur comme moteur du régime fortement accéléré et ne l'avons considéré que comme un propulseur d'entretien, l'accélération étant supposée assurée par une fusée de 3 km/sec d'impulsion spécifique. L'adoption pour la phase accélérée de l'impulsion spécifique longitudinale du statoréacteur schématisé nous a paru en effet relever d'une appréciation des choses trop optimiste pour être significative. D'une part, les sujétions pratiques liées à l'adaptation continue d'un statoréacteur à un régime de vol continûment variable sont de nature à apporter à cette évaluation des réductions importantes et difficiles à chiffrer sans arbitraire. D'autre part, les limitations pratiques pesant sur le niveau de la poussée risquent d'écarter largement le vol réel d'un vol théorique à accélération infinie. L'association à une fusée de technique connue d'un statoréacteur éventuellement très rapide mais dessiné pour un unique régime de vol nous a paru, à tout prendre, une combinaison moins chimérique.

Les Figs. 11-14 présentent les résultats des calculs pour les 4 cas types précédemment définis. Ces résultats appellent quelques commentaires.

Les variables choisies sont le temps de trajet, porté en abscisse, et le logarithme du rapport de masse, porté en ordonnée. Une échelle parallèle

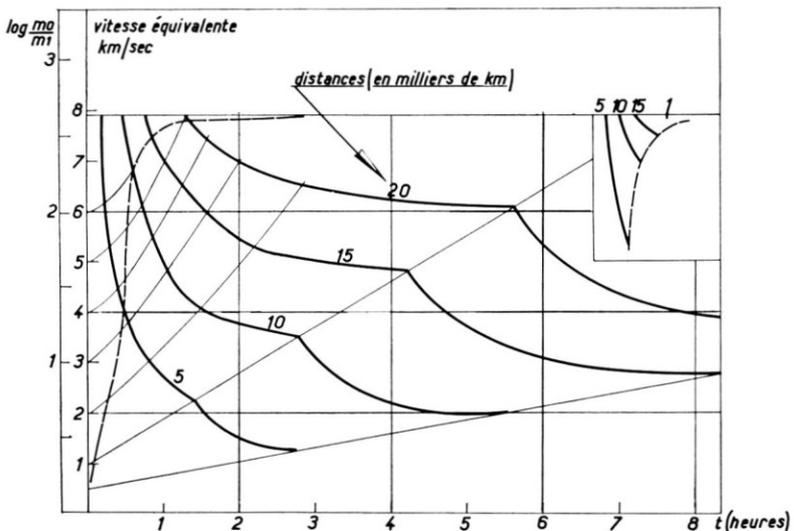


FIG. 11 — Diagramme temps-rapport de masse cas K1

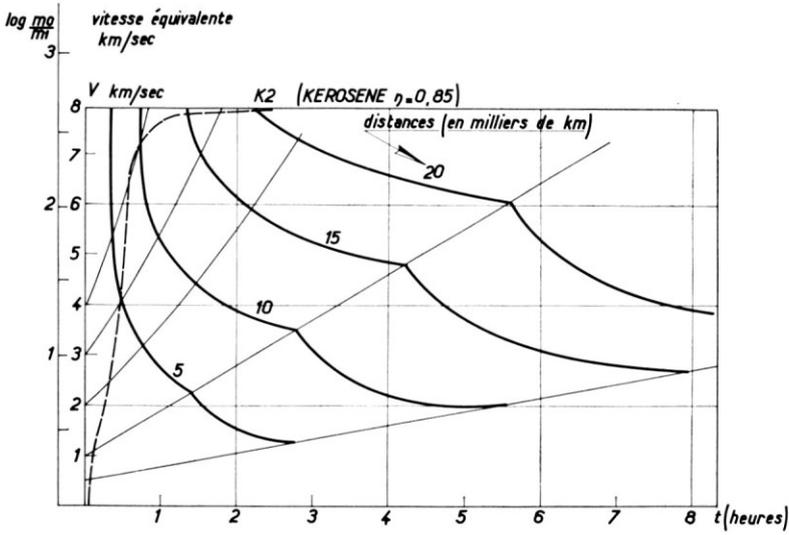


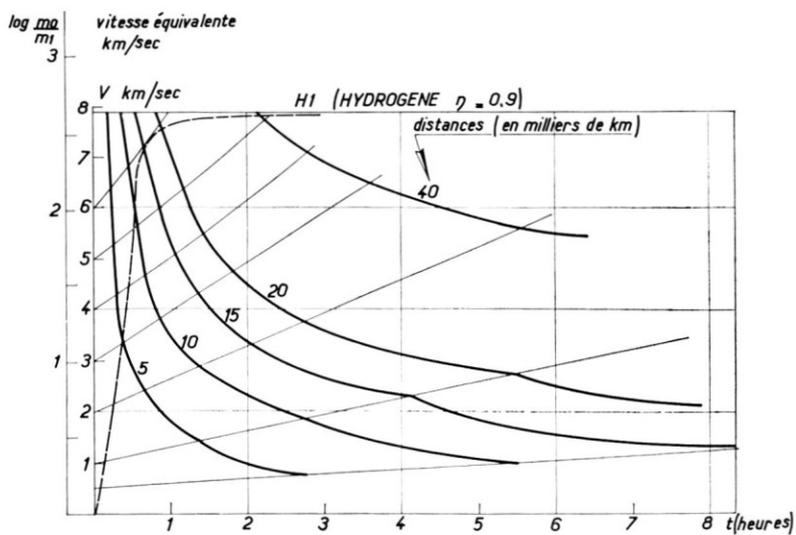
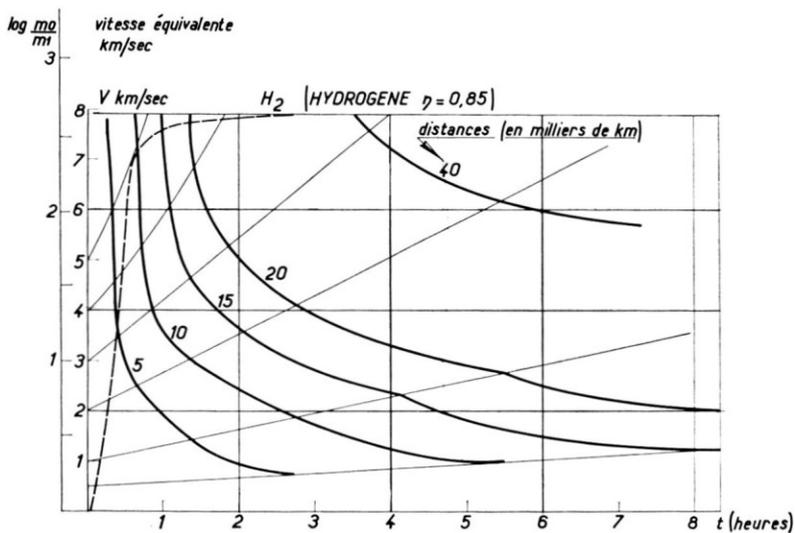
FIG. 12 — Diagramme temps-rapport de masse cas K2

indique la vitesse atteinte pour ce même rapport de masse appliqué à la seule phase accélérée. Les lignes en traits forts sont des courbes d'égalité de la distance totale parcourue. Pour une distance donnée, elles présentent donc les meilleures valeurs de consommation massique et temporelle simultanément réalisables. Les lignes en traits fins sont des courbes d'égalité de la vitesse de croisière — lisibles sur l'échelle des ordonnées à leur intersection avec l'axe —. Leur courbure, surtout sensible aux grandes vitesses, correspond à l'influence du plané de fin de parcours, dont il a été tenu compte.

Le domaine inférieur droit du graphique correspond à l'utilisation du turboréacteur pour la croisière. Le vol de croisière à 500 m/sec correspond à une économie absolue de consommation. Il ne serait concurrencé par le vol orbital que pour une distance à parcourir très supérieure à un tour du monde complet. Le domaine supérieur gauche est celui du vol plané pur à grande vitesse initiale. La limite du domaine qui lui est accessible est figurée par un trait ponctué. Sur un cartouche de la Fig. 11 on a représenté les courbes iso-distances correspondant au vol plané seul. Leur comparaison avec les courbes admettant le vol de croisière montre que l'avantage que présente ce dernier est assez faible et ne justifie probablement pas que l'on concurrence le vol plané dans le domaine où il est possible.†

† La comparaison des deux réseaux fait apparaître des régions où le plané pur apparaît comme supérieur. En réalité, cela provient de l'omission sur le graphique de branches séparées des courbes iso-distances, existant pour des valeurs de la vitesse de croisière très voisines de la vitesse orbitale, qui surclassent très sensiblement la branche principale, et légèrement le plané pur.

D'autre part, les performances du vol plané pourraient être améliorées par une trajectoire du type semi-balistique.

FIG. 13 — Diagramme temps-rapport de masse cas  $H_1$ FIG. 14 — Diagramme temps-rapport de masse cas  $H_2$

C'est dans un domaine intermédiaire que l'utilisation de régimes de croisière rapide se justifie peut-être comme procurant des durées de trajets notablement plus courtes que l'aviation classique, avec des consommations massives sensiblement inférieures à celles du vol orbital. Encore ces régimes ne se justifient-ils que pour des parcours relativement courts.

D'une façon générale, le domaine utile est plus grand pour l'hydrogène que pour le kérosène, et sa limite du côté des vitesses supérieures dépend largement de l'efficacité. Dans l'hypothèse  $\eta=0.85$ , les vitesses auxquelles se situent les pics de la courbe de consommation ne trouvent aucune application.

## 6. CONCLUSION

Au terme de la présente étude, nous devons insister sur le caractère hautement conjectural des résultats obtenus.

Dans les domaines d'application où la Mécanique du vol écarte l'intérêt d'un type de transport aérien, nous pouvons le considérer comme définitivement écarté. Dans les domaines où elle ne l'écarte pas, nous ne pouvons que le proposer, avec un préjugé favorable, à de nouveaux examinateurs qui seront peut-être plus sévères. L'aviation actuelle, ou modérément extrapolée, permet déjà pour les plus longs voyages à l'échelle de notre planète, des trajets dont la brièveté est saisissante par rapport à ce qu'ils pouvaient être au début de notre siècle. Des gains supplémentaires, importants en valeur relative, mais qui ne représentent en valeur absolue que quelques heures bien facilement reperdues, méritent-ils l'effort considérable qu'exigerait leur réalisation, et même la simple vérification de leur possibilité? Ceci est un problème auquel la technique seule ne peut apporter de réponse.

De façon plus positive, notons cependant quelques éléments de nature à éclairer le débat. Nous avons reconnu l'intérêt que présente aux grandes vitesses la contribution à la sustentation du flux d'air propulsif, poussée peut-être jusqu'à la suppression complète de la voilure externe. Ceci n'entraînerait d'ailleurs pas obligatoirement de bouleversement dans la configuration générale de l'aéronef, mais conduirait à diriger vers les orifices de captation la proportion maximale de l'air baignant la carène, la voilure dont l'aspect général n'en serait probablement pas très altéré fonctionnant pour partie en prise d'air at pour partie en semi-tuyère.

Il apparaît aussi que les chances d'utilisation du statoréacteur à très grande vitesse sont plus favorables dans une fonction d'entretien d'un vol de croisière que dans une fonction d'accélération. A la raison fondamentale d'une chute moins rapide de l'impulsion spécifique s'ajoute dans le premier cas la simplification pratique considérable qu'apporte l'adaptation du moteur à un unique régime de vol. Mais les limites mêmes de l'un et l'autre domaines sont, comme il est bien connu, d'une extrême sensibilité à des valeurs de

rendements que que l'expérience seule pourra préciser. Des données expérimentales complémentaires sur les finesses aérodynamiques réalisables contribueront à fixer de façon complémentaire le domaine promis à la technique concurrente du vol semi-balistique.

Nous avons eu l'occasion, à propos de cette étude, de présenter une méthode simple d'optimisation d'un vol atmosphérique équilibré et de l'appliquer numériquement à un programme de vol intentionnellement limité à une phase d'accélération instantanée, une phase de croisière, une phase de vol plané et un arrêt instantané.

La même méthode peut sans doute être utilement appliquée à l'optimisation de vols moins sommairement schématisés.

#### NOTE BIBLIOGRAPHIQUE

Dès 1947, dans des documents non publiés qui ont été présentés à différents Services français et américains, l'Ingénieur Général du Génie Maritime (alors Ingénieur en Chef) BENSUSSAN a appelé l'attention sur la possibilité et l'intérêt d'assurer la sustentation d'un aéronef par la déviation du jet de sortie d'un propulseur atmosphérique.

Cet intérêt est également reconnu et discuté par les documents suivants :

- (1) PROBERT, R. P., MALLINSON, D. H., 'Economics of Ramjets as Satellite Launchers.' *Journal of the Royal Aeronautical Society*, **66**, p. 357, June 1962.
- (2) BRAGG, S. L., *Aeronautical Quarterly*, August 1963.
- (3) TOWNEND, L. H., 'Effects of External Heat Addition on Supersonic Cruise Performance.' *Aeronautical Quarterly*, August 1962.
- (4) HORLOCK, J. H., 'Maximum Range of Hypersonic Ramjets.' *Journal of the Royal Aeronautical Society*, **68**, p. 699, October 1964.