

Zeitschrift:	Bulletin technique de la Suisse romande
Band:	73 (1947)
Heft:	1
Artikel:	Le diagramme enthalpie-potentiel thermodynamique généralisé et son application à l'étude des installations génératrices pourvues de turbo-compresseurs et de turbines à gaz
Autor:	Colombi, Ch.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-55121

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: 16.01.2026

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

BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

Paraisant tous les 15 jours

ABONNEMENTS :

Suisse : 1 an, 20 francs
Etranger : 25 francsPour sociétaires :
Suisse : 1 an, 17 francs
Etranger : 22 francsPrix du numéro :
1 Fr. 25Pour les abonnements
s'adresser à la librairie
F. Rouge & Cie, à Lausanne.

Organe de la Société suisse des ingénieurs et des architectes, des Sociétés vaudoise et genevoise des ingénieurs et des architectes, de l'Association des anciens élèves de l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne et des Groupes romands des anciens élèves de l'Ecole polytechnique fédérale.

COMITÉ DE PATRONAGE. — Président : R. NEESER, ingénieur, à Genève ; Vice-président : G. EPITAUX, architecte, à Lausanne ; secrétaire : J. CALAME, ingénieur, à Genève. Membres : *Fribourg* : MM. L. HERTLING, architecte ; P. JOYF, professeur ; *Vaud* : MM. F. CHENAUX, ingénieur ; E. ELSKES, ingénieur ; E. D'OKOLSKI, architecte ; A. PARIS, ingénieur ; CH. THÉVENAZ, architecte ; *Genève* : MM. L. ARCHINARD, ingénieur ; E. MARTIN, architecte ; E. ODIER, architecte ; *Neuchâtel* : MM. J. BÉGUIN, architecte ; G. FURTER, ingénieur ; R. GUYE, ingénieur ; *Valais* : M. J. DUBUIS, ingénieur ; A. DE KALBERMATTEN, architecte.

RÉDACTION : D. BONNARD, ingénieur, Case postale Chauderon 475, LAUSANNE.

CONSEIL D'ADMINISTRATION DE LA SOCIÉTÉ ANONYME DU BULLETIN TECHNIQUE
A. STUCKY, ingénieur, président ; M. BRIDEL ; G. EPITAUX, architecte ; R. NEESER, ingénieur.SOMMAIRE : *Le diagramme enthalpie-potentiel thermodynamique généralisé et son application à l'étude des installations génératrices pourvues de turbo-compresseurs et de turbines à gaz*, par CH. COLOMBI, professeur à l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne. — DIVERS : *Un nouveau procédé de télévision : la « stratovision »*. — BIBLIOGRAPHIE : *Sur quelques publications techniques italiennes récentes*. — Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne. — SERVICE DE PLACEMENT. — INFORMATIONS DIVERSES.

Le diagramme enthalpie-potentiel thermodynamique généralisé

et son application à l'étude des installations génératrices pourvues de turbo-compresseurs et de turbines à gaz¹

par CH. COLOMBI, professeur à l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne.

I. Généralisation des diagrammes enthalpie-potentiel thermodynamique appliqués aux gaz.

Dans diverses publications, l'auteur de la présente communication a étudié les propriétés et quelques applications d'un diagramme dont les coordonnées sont définies par les équations connues

$$di = T.ds + A.\nu.dp \quad (1)$$

$$d\phi = -s.dT + A.\nu.dp \quad (2)$$

relatives l'une comme l'autre à l'unité de poids (1 kg) du corps dont on veut, par le graphique en cause, représenter les propriétés et les transformations. Dans les équations notées

di = variation élémentaire de l'enthalpie Cal/kg

$d\phi$ = variation élémentaire du potentiel thermodynamique Cal/kg

T = température en °K

s = entropie du corps considéré

ν = volume spécifique de ce corps m³/kg

p = pression à laquelle est soumis le dit corps kg/m²

$A = 1/427$ Cal/kg.m

Il y a lieu d'observer ce qui suit au sujet des relations

(1) et (2) :

a) di et $d\phi$ représentent des variations élémentaires d'énergie ; on peut donc choisir arbitrairement le zéro à partir duquel des variations quelconques de ces quantités seront comptées ;

b) ce sont les variations de l'entropie s qui intéressent les calculs dont on s'occupe ici ; en conséquence, le zéro entropique peut également être choisi arbitrairement ;

c) lorsque les corps dont les propriétés sont représentées au moyen d'un diagramme dont les coordonnées sont i et ϕ , il est commode d'admettre un zéro commun pour i , ϕ et s et de le choisir tel que $i=0$, $\phi=0$, $s=0$ pour $T=273^{\circ}$ K et $p=1$ kg/cm² (1 ata.) ;

d) les deux relations notées peuvent être référencées à un poids quelconque du corps considéré par multiplication des deux membres de chacune d'elles par le poids choisi.

Compte tenu de ces observations, il est avantageux, dans le cas de gaz parfaits, d'appliquer les équations (1) et (2) au poids moléculaire μ de chaque gaz pris en considération, ce qui donne :

$$\mu \cdot di = T \cdot d(\mu s) + A(\mu \cdot \nu)dp \quad (3)$$

$$\mu \cdot d\phi = -(\mu s)dT + A(\mu \nu)dp \quad (4)$$

¹ Extrait des comptes-rendus du Sixième Congrès international de Mécanique appliquée, Paris 1946.

d'où, par différence

$$\mu \cdot di - \mu \cdot d\phi = d[(\mu s) \cdot T] \quad (5)$$

avec, en outre

$$p(\mu v) = (\mu R) \cdot T \quad (6)$$

L'importance de cette dernière relation résulte du fait connu que $\mu R = 848$ quel que soit le gaz visé.

En prenant comme base les relations (3) à (6) il a été établi un diagramme $i - \phi$ généralisé, dont les coordonnées sont μi (abscisses) et $\mu \phi$ (ordonnées) que l'on reporterà à la même échelle, diagramme applicable à tous gaz parfaits, dont les propriétés essentielles sont brièvement résumées en ce qui suit.

Un diagramme $\mu i - \mu \phi$ tel que schématisé à la figure 1 comporte des indications générales qui sont valables pour tout gaz et d'autres spéciales, relatives soit à chaque corps dont on veut représenter les transformations.

Les indications graphiques générales sont les suivantes. Soit un point M dans l'espace $\mu i - \mu \phi$; ce point représente un état déterminé d'un gaz dont les propriétés sont définies par la connaissance simultanée de deux variables indépendantes (en l'espèce μi et $\mu \phi$), hypothèse admissible dans les cas envisagés et, au surplus, généralement admise dans la plupart des calculs techniques. A partir de ce point M , on trace une droite

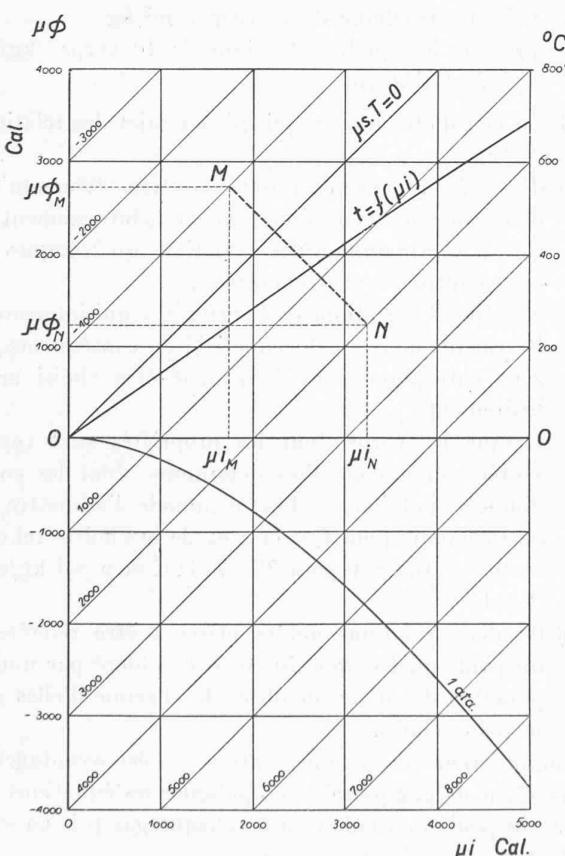


Fig. 1. — Disposition générale des diagrammes $\mu i - \mu \phi$ avec réseau de droites $\mu s \cdot T = \text{const.}$ et courbe de température en fonction des valeurs de μi .

à 45° telle que l'indique la figure 1 ; soit N un point sur cette droite, point qui représentera un nouvel état du corps en cause. En projetant le segment MN sur les directions des axes coordonnés on a immédiatement

$$\mu i_N - \mu i_M = \bar{MN} \cdot \sqrt{2}; \quad \mu \phi_N - \mu \phi_M = - \bar{MN} \cdot \sqrt{2}$$

En conséquence, si l'on trace dans le plan $\mu i - \mu \phi$ un réseau de droites perpendiculaires à la droite MN , chacune de celles-ci représentera le lieu géométrique des points pour lesquels $(\mu s) \cdot T = \text{Const.}$ et ce quel que soit le corps considéré.

Pour ce qui est des indications graphiques particulières à chaque gaz, deux courbes sont nécessaires pour chaque de ces corps, soit une ligne reliant les valeurs de μi à celles de la température et une isobare.

La ligne $t = f(\mu i)$ se déduit de la relation qui définit la chaleur spécifique du gaz sous pression constante $di = c_p \cdot dt$ dans laquelle c_p est connu soit sous la forme d'une suite de valeurs numériques trouvée expérimentalement, soit sous celle d'une relation qui traduit aussi exactement que possible les relevés d'expérience, par exemple $c_p = a + b \cdot T$. La chose est trop connue pour qu'il soit utile d'insister.

L'isobare nécessaire (de préférence celle correspondant à $p = 1$ ata) se trace très facilement. En effet, pour une température choisie on connaît μi ; μs est également déterminé, puisque

$$d(\mu s) = \frac{\mu \cdot di}{T}.$$

On connaît donc aussi $(\phi_s) \cdot T$ de sorte que le point correspondant de l'isobare sera donné par l'intersection de la droite $(\mu s) \cdot T$ et de la parallèle à l'axe des $\mu \phi$ pour laquelle la valeur de l'abscisse est le μi trouvé.

Toute autre isobare dont le tracé peut être désiré s'obtient à partir de celle ainsi déterminée par simple addition de différences d'ordonnées puisque pour chaque valeur de T (à laquelle correspond une valeur, de i , car, pour chaque gaz parfait, i est une fonction de T seulement) on a

$$\mu \phi_2 - \mu \phi_1 = A(\mu R) \cdot T \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Ainsi que cela a déjà été observé, il est commode de partir de l'isobare $p_1 = 1$ ata. puisque alors $\ln \frac{p_2}{p_1} = \ln p_2$.

Pour compléter ce bref rappel des propriétés de la représentation $\mu i - \mu \phi$ il est utile de remarquer que chaque isobare est en outre caractérisée par

$$\frac{d(\mu \phi)}{d(\mu i)} = - \frac{\mu s}{\mu c p} = - \frac{s}{c p}$$

soit comporte une partie ascendante et une partie descendante avec un point ayant une tangence parallèle à l'axe des μi , point défini par l'intersection de l'isobare même avec la droite $\mu s = 0$ (passant par l'origine)¹.

¹ Lorsque l'on a en vue l'étude de cycles comportant par exemple des transformations isochores, il est commode de tracer dans le diagramme $\mu i - \mu \phi$, à part les courbes mentionnées, pour chaque gaz aussi une ligne permettant de passer de la connaissance de i à celle de l'énergie interne.

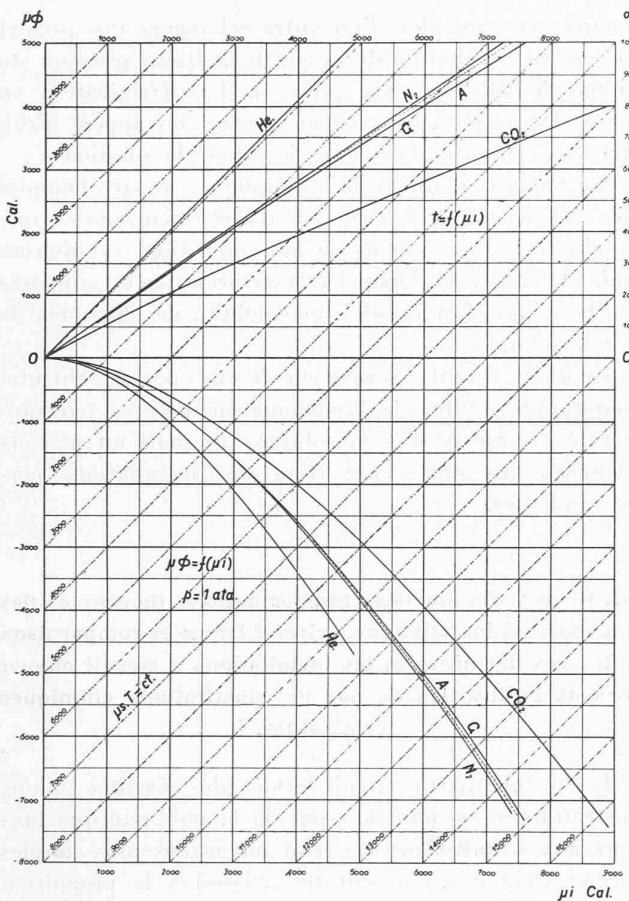


Fig. 2. — Diagramme $\mu i - \mu \phi$ avec courbes $t = f(\mu i)$ et $p = 1$ at a. pour air, gaz de combustion moyen, N_2 , CO_2 , He .

L'instrument d'étude nécessaire ainsi imaginé et établi, nous l'avons utilisé pour l'examen de quelques problèmes relatifs aux installations à gaz génératrices d'énergie mécanique qui utilisent des turbo-machines (turbo-compresseurs et turbines à gaz).

Dans ce but, le diagramme $\mu i - \mu \phi$ a été tracé pour les gaz suivants : Air atmosphérique, gaz moyens de combustion, azote, dioxyde de carbone et hélium. Il est reproduit à la figure 2, de laquelle on peut immédiatement déduire qu'il est, pour ce qui concerne les calculs techniques, parfaitement possible d'assimiler les gaz produits par la combustion d'un combustible quelconque à l'air, surtout si l'excédent d'air est élevé. Ceci confirme une pratique couramment admise, mais dont l'emploi des diagrammes en cause permettrait facilement de s'affranchir si on le jugeait utile.

Ceci noté, nous allons passer à l'examen des quelques problèmes auxquels il vient d'être fait allusion, puis chercher à tirer des conclusions de l'ensemble de ce qui aura été étudié.

II. Représentation des transformations théoriques des gaz dans les installations à circuit ouvert.

La magistrale étude publiée par M. le professeur Maurice Roy, dans les numéros du 1^{er} et du 15 avril 1946 de la *Technique moderne*, nous dispense d'insister sur de

multiples particularités de ces installations pour nous limiter à en examiner la représentation dans le diagramme $\mu i - \mu \phi$.

Les différentes solutions que l'on peut envisager sont résumées par le graphique de la figure 3 pour établir lequel nous avons admis, afin de fixer les idées, une pression d'aspiration au compresseur de 1 at a et une pression de refoulement de cette machine (donc aussi d'admission dans la turbine pour le cas d'un cycle idéal) de 6 at a. La température maximum est de 650° C et celle d'entrée de l'air dans le compresseur de 20° C.

Les caractéristiques des cycles représentés sont résumées en ce qui suit :

- a) Cycle 1-2-3-4 = compression isentropique ; réception de chaleur isobare ; détente isentropique ; cession de chaleur isobare au thermostat froid (milieu ambiant). Les données numériques lues au diagramme $\mu i - \mu \phi$ sont

$$\begin{aligned}\mu i_1 &= 138 \text{ Cal} \\ \mu i_2 &= 1460 \text{ Cal} \text{ donc } \mu \lambda_{oc} = 1322 \text{ Cal} \\ \mu i_3 &= 4695 \text{ Cal} \\ \mu i_4 &= 2105 \text{ Cal} \text{ donc } \mu \lambda_{ot} = 2590 \text{ Cal}\end{aligned}$$

chaleur fournie = $Q_c = \mu i_3 - \mu i_2 = 3235$ Cal
d'où il résulte un rendement de cycle de

$$R_a = (\mu \lambda_{ot} - \mu \lambda_{oc}) : Q_c = 1268 : 3235 = 0,392.$$

- b) Cycle 1-5-3-4-1 = compression isothermique ; absorption de chaleur isobare ; détente isentropique ; cession de chaleur isobare du fluide à basse pression au fluide à haute pression. Les données numériques lues au diagramme $\mu i - \mu \phi$ sont

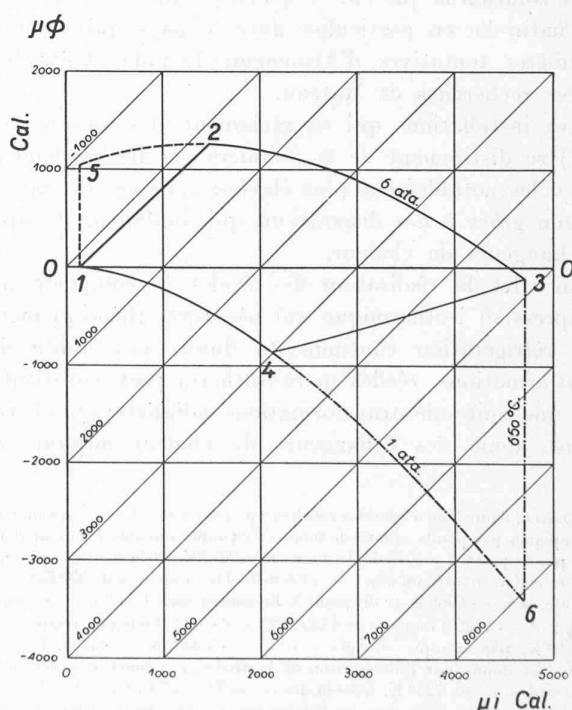


Fig. 3. — Représentation en $\mu i - \mu \phi$ des cycles théoriques auxquels il est possible de recourir dans le cas des installations à circuit ouvert.

$$\mu\phi_5 - \mu\phi_1 = \mu\pi_{oc} = 1045 \text{ Cal}$$

$$\mu\lambda_{ot} = 2590 \text{ Cal} = Q_c$$

d'où il résulte un rendement de cycle de

$$R_b = (\mu\lambda_{ot} - \mu\pi_{oc}) : \mu\lambda_{ot} = 1545 : 2590 = 0,597.$$

- c) Cycle 1-5-3-6-1 = compression isothermique ; absorption de chaleur isobare ; détente isothermique ; cession de chaleur isobare du fluide à basse pression au fluide à haute pression. Les données numériques lues au diagramme $\mu i - \mu\phi$ sont

$$\mu\phi_5 - \mu\phi_1 = \mu\pi_{oc} = 1045 \text{ Cal}$$

$$\mu\phi_3 = -120 \text{ Cal}$$

$$\mu\phi_6 = -3405 \text{ Cal} \text{ donc } \pi_{ot} = 3285 \text{ Cal},$$

d'où il résulte un rendement de cycle de

$$R_c = (\mu\pi_{ot} - \mu\pi_{oc}) : \mu\pi_{ot} = (3285 - 1045) : 3285 = 0,682.^1$$

Les différences de rendements de cycles (auxquelles correspondent naturellement des différences de rendements industriels) que l'on vient de constater entre les trois solutions examinées et surtout entre la première et les deux autres sont frappantes. Elles sont justifiées par des différences tout aussi profondes de conception et d'exécution.

En effet la solution désignée par la lettre a) ne comporte que des machines et une chambre de combustion, sans aucun échangeur de chaleur. Elle est donc d'une extrême simplicité. Ce fait explique qu'elle soit connue dans des milieux très étendus car elle trouve une de ses applications les plus spectaculaires en aviation : cela fait que lorsque l'on parle de turbines à gaz c'est à cette solution-là que l'on songe en premier lieu. La chose est naturelle en particulier dans le pays qui a vu les premières tentatives d'Armengaud-Lemale et les brillantes recherches de Rateau.

Les installations qui se réclament des solutions b) et c) se distinguent de la première par les rendements de cycles notablement plus élevés ; mais ce résultat est obtenu grâce à des dispositions qui impliquent l'emploi d'échangeurs de chaleur.

En effet la réalisation des cycles b) comporte une compression isothermique qui nécessite, théoriquement, une réfrigération continue du fluide (cas limite des transformations réelles para-isothermiques constituées par une suite de transformations adiabatiques et isobares), donc des échangeurs de chaleur adjoints au

¹ Dans la figure 3 on a tracé les courbes représentatives des transformations isentropiques par points comme le montre l'exemple suivant. En l'état représenté par le point 3 par exemple on a $T = 923^{\circ}\text{K}$. et la lecture des lignes μs . $T = \text{const}$. montre un écart, lu à l'échelle des μi ou $\mu\phi$, de 590 Cal. entre la droite $\mu s = -4000$ et le dit point 3. En conséquence $(\mu s.T)_3 = -4000 - 590 \sqrt{2} = -4835$ d'où $\mu s = -4835 : 923 = -5,23$. Pour une température de 723°K . par exemple on aura $(\mu s.T) = -5,23 \cdot 723 = -3780$. Le point cherché est donné par l'intersection de la droite $\mu s = \text{const}$. qui correspond à la température de 723°K . avec la droite $(\mu s.T) = 3780$. Pour plus de clarté les courbes isentropiques ont été tracées en entier ; cela n'est toutefois pas nécessaire car seuls les états initial et final sont utiles : il suffit donc de rechercher les points des courbes $\mu s = \text{Const}$. dans le voisinage de ces états extrêmes.

compresseur, en plus d'un autre échangeur qui permet la cession de chaleur de la partie à basse pression du circuit à celle à haute pression. La réfrigération en cours de compression veut en général un apport d'eau qui n'est pas nécessaire dans le cas de la solution a).

La réalisation du cycle c) implique, à part l'emploi des échangeurs qui viennent d'être mentionnés, une subdivision du processus de la combustion, subdivision qui, à la limite, soit lorsque la transformation est supposée isothermique, fait appel à une infinité de chambres de combustion.

En d'autres mots les solutions b) et c) permettent une majoration notable de l'économie énergétique par rapport à ce que permet la solution a), mais au prix de complications dans l'exécution des installations correspondantes.

III. Représentation des transformations théoriques des gaz dans les installations à circuit fermé et comparaison entre ces dernières et les installations à circuit ouvert lors de l'utilisation de gaz de constitutions chimiques semblables.

Les installations à circuit fermé, plus récentes comme conception et ne jouissant pas de la publicité que procure aux installations à circuit ouvert les plus simples l'application que l'on fait de celles-ci à la propulsion des avions, sont moins généralement connues encore que celles à circuit ouvert et à rendement élevé auxquelles il convient de les comparer justement à cause de la similitude de l'effet énergétique obtenu.

Dès lors si, pour n'examiner que des problèmes de thermodynamique, on fait abstraction des différences d'ordre pratique que l'on doit attribuer au fait que les installations à circuit fermé sont parcourues dans toutes leurs parties par des gaz purs, tandis que cela n'est pas le cas pour les installations à circuit ouvert, on peut se demander si et en quoi ces deux catégories d'installations sont dissemblables.

En réalité les différences sont profondes entre les installations à circuit ouvert et celles à circuit fermé, principalement pour les raisons suivantes :

1^o avec le circuit fermé il est possible d'utiliser un gaz quelconque comme intermédiaire circulant dans l'ensemble de l'installation ; nous entendons ceci aussi bien pour ce qui est d'un gaz de constitution chimique donnée, mais employé par exemple sous des pressions différentes, que pour des gaz de constitutions chimiques différentes ;

2^o il est, sous réserve des renseignements de détail que l'expérimentation pourra fournir encore, possible, avec des circuits fermés, d'utiliser des sources de chaleur de nature quelconque.

Pour procéder par ordre nous allons examiner maintenant ce qui concerne l'emploi d'un gaz donné (en l'espèce l'air, assimilable à un gaz de combustion for-

tement dilué) comme intermédiaire dans une installation à circuit fermé.

On peut établir des relations générales qui permettent une série de comparaisons importantes, parmi les plus caractéristiques desquelles nous citons les suivantes : puissance fournie par une installation à circulation de gaz,

pertes de charge dans les canalisations et tubulures diverses,

coefficient de convexion entre gaz et paroi métallique.

Pour ce qui concerne la puissance fournie, en tenant compte du débit de gaz, de la vitesse d'écoulement méridienne (ou d'une autre vitesse du gaz liée à celle citée par les relations que fournit le diagramme des vitesses), comme fonction de celle de propagation des ondes sonores, du rendement isothermique du compresseur η_c , de celui adiabatique de la turbine η_t dans le cas de cycles de comparaison tels que ceux représentés à la figure 4¹, on obtient :

$$N = \text{cost.} \sqrt{\frac{\mu\alpha}{\alpha+1}} \cdot \frac{p}{\sqrt{T}} \cdot Ma \cdot (\lambda_{ot} \cdot \eta_t) \left(1 - \frac{\pi_{oc}}{\lambda_{ot}} \cdot \frac{1}{\eta_t \eta_c} \right) \cdot \frac{h}{D^2} \quad (7)$$

avec $\alpha = \frac{c_p}{c_v}$; $Ma =$ (vitesse méridienne) : (vitesse du son)

p = pression à l'admission de la turbine (kg/m^2)

T = température à l'admission à la turbine ($^{\circ}\text{K}$)

D = diamètre moyen de l'ailettage de la turbine = (m)

h = longueur utile des aubes (en m) (radiales en cas de turbine axiale).

Les autres valeurs notées dans la formule (7)² résultent des indications de la figure 4. En outre il convient de noter que la différence d'enthalpie en Cal/kg est

$$\lambda_0 = \frac{\mu\lambda_0}{\mu}.$$

La question des pertes de charge peut être envisagée sous deux aspects, celui de la détermination des pertes de charge spécifique $\Delta p : p$ ou celui, qui en découle, de la longueur de tuyauterie qui, pour un même diamètre, dans le cas de fluides différents, donne lieu à une même perte de charge spécifique.

En partant de la formule de Blasius

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{K}{Re^{7/4}} \cdot \frac{l}{D} \cdot \frac{\rho}{p} \cdot \omega^2 \quad (8)$$

si l'on introduit pour le chiffre de Reynolds sa valeur avec η comme coefficient de viscosité du gaz et en exprimant la vitesse en fonction de celle de propagation des

¹ A titre d'information nous avons fait figurer dans le graphique les transformations correspondant à un cycle avec compression para-isotherme et détente en deux phases (soit réchauffage intermédiaire de l'air). La compression para-isothermique est donnée par la suite des transformations isentropiques et isobares $1' - a - b - c - d - e$ et la détente étageée par $3' - l' - g - h'$ compte tenu des rendements des deux turbines en série à travers le réchauffeur d'air (réchauffage isobare $l' - g$).

² La formule notée est valable aussi pour le cas du cycle-limite avec détente isothermique, pourvu que l'on modifie en conséquence la définition des rendements et il va sans dire que l'on peut tenir compte séparément des pertes dans les échangeurs, des pertes de charge, mécaniques, électriques pour aboutir à la puissance nette.

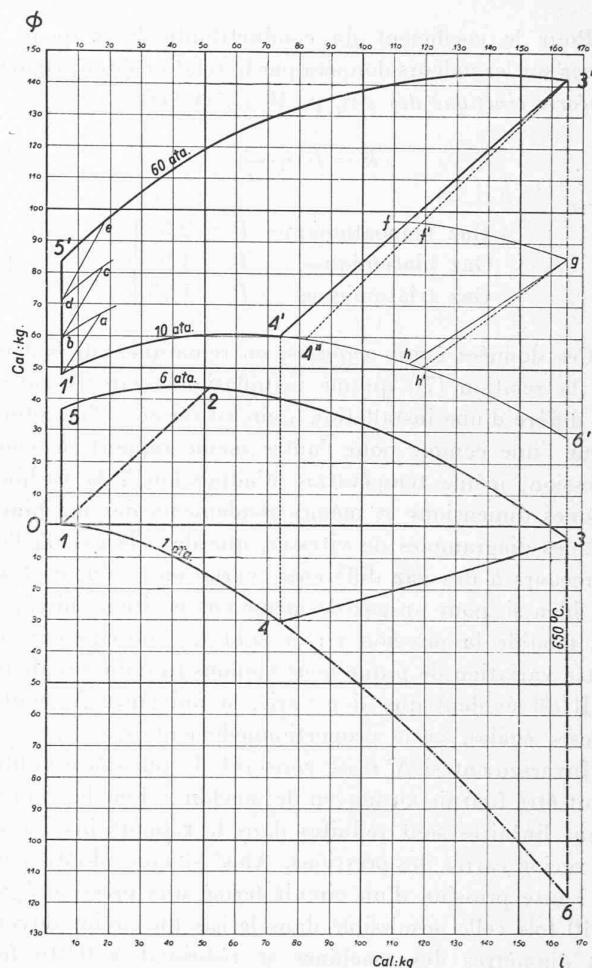


Fig. 4. — Comparaison entre un cycle avec compression isothermique, échanges de chaleur isobares et détente isentropique parcouru par l'air en circuit ouvert (basses pressions) et en circuit fermé (hautes pressions) avec diverses autres indications complémentaires.

ondes sonores ($\omega = Ma \cdot c_s$, Ma étant une valeur assimilable au chiffre de Mach) on obtient

$$\frac{\Delta p}{p} = \text{const. } Ma^{7/4} \left\{ \frac{\eta}{\mu} \cdot \frac{T}{p} \cdot \frac{1}{c_s} \right\}^{1/4} \cdot \frac{l}{D^{5/4}} \cdot \alpha \quad (9)$$

et par suite

$$l = \text{Const. } \frac{1}{Ma^{7/4}} \left(\frac{p}{T} \cdot \frac{\mu}{\eta} \cdot c_s \right)^{1/4} \frac{D^{5/4}}{\alpha} \cdot \frac{\Delta p}{p}. \quad (10)$$

Pour ce qui concerne enfin le coefficient de convexion entre parois métalliques et fluide intermédiaire on peut avoir recours à la formule de Prandtl-tén Bosch utilisée entre autres par M. le professeur Véron dans son étude sur *La conception actuelle des surchauffeurs*. Selon cette formule le coefficient de convexion cherché vaut :

$$\alpha_i = \text{const. } \left(\frac{k}{D} \right)^{1/4} c_p \cdot \gamma \cdot Ma \cdot c_s^{3/4} \quad (11)$$

dans laquelle, à part les symboles dont la signification a déjà été précisée, k = coefficient de conductibilité du gaz ($\text{Cal/m.h.}^{\circ}\text{K}$), D = diamètre du tube (m), γ = poids spécifique du gaz (kg/m^3), $Ma \cdot c_s = \omega$ = vitesse d'écoulement du gaz (m/sec.).

Pour le coefficient de conductibilité k on peut se baser sur les valeurs données par la relation (v. E. BLOCH, *Théorie cinétique des gaz*, p. 46 ss. et 160)

$$k = B \cdot \eta \cdot \frac{c_p}{\alpha} \quad (12)$$

avec

$$\left. \begin{array}{ll} \text{Gaz monoatomiques} & B = 2,5 \\ \text{Gaz biatomiques} & B = 1,9 \\ \text{Gaz triatomiques} & B = 1,75 \end{array} \right\} \quad (13)$$

Ces données étant acquises, on remarque, sur la base de la relation (7), qu'une installation à circuit ouvert ne diffère d'une installation à circuit fermé si l'on admet pour l'une comme pour l'autre même rapport de compression, même température d'admission à la turbine, mêmes dimensions et mêmes rendements des machines, mêmes diagrammes de vitesses, que dans le cas où l'on a recours à des gaz différents (variations de μ , α et λ_0) ou bien si, pour un gaz de même composition chimique, on modifie la pression p : ce sont les conséquences de cette variation de p que nous voulons examiner d'abord.

Il est évident que si p varie, la puissance N , toutes choses égales, varie proportionnellement avec p .

Inversement si N reste constant, la puissance voulue peut être fournie au moyen de machines dont les dimensions linéaires sont réduites dans le rapport inverse de la racine carrée des pressions. Ainsi si l'on adopte pour la haute pression d'un circuit fermé une pression égale à 10 fois celle admissible dans le cas du circuit ouvert, les diamètres des machines se réduisent à 0,316 fois les valeurs que l'on aurait dans le cas du circuit ouvert.

Or avec les circuits ouverts on se trouve étroitement limité pour le choix de la pression la plus élevée puisque la valeur de la pression d'aspiration au compresseur est imposée (milieu ambiant) de sorte que l'on peut dire que la même puissance sera obtenue dans une installation à circuit fermé avec des machines dont les dimensions (et par suite l'encombrement, le poids et le prix) seront inférieures à celles des machines nécessaires avec une installation correspondante à circuit ouvert.

On ajoutera pour mémoire que la variation de p permet une solution avantageuse et commode du problème du réglage.

Si l'on se réfère maintenant aux équations (9) et (10) on constate que, à égalité de gaz utilisé et de diamètre des tubulures (quel que soit leur office) la perte spécifique de pression est inversement proportionnelle à $p^{1/4}$. On peut traduire ce fait en disant que la longueur de tubulure qui, dans les conditions dites, détermine une même perte de charge spécifique augmente avec $p^{1/4}$.

La relation (11) conduit sans autre à la conclusion bien connue que le coefficient de convection α_i augmente avec $p^{3/4}$, ce qui implique naturellement une réduction notable des surfaces de transmission nécessaires dès que l'on augmente p .

Ces quelques comparaisons — et on peut en établir d'autres par exemple sur la base du coefficient manomé-

trique de Rateau ou sur le chiffre de Parsons, etc. — mettent en évidence l'intérêt qu'il y a à l'adoption de fortes pressions qui ne peuvent cependant être appliquées que dans le cas des installations à circuit fermé.

IV. Utilisation de gaz autres que l'air dans les installations à circuit fermé.

La nature du gaz en circulation est imposée dans le cas des installations à circuit ouvert; on a remarqué déjà que cette restriction n'existe pas pour les installations à circuit fermé.

Si cette circonstance ne présente qu'un intérêt pratique limité lorsque l'on a affaire à des installations destinées à utiliser les sources de chaleur dont nous disposons habituellement, elle a en revanche une grande importance lorsque l'on envisage les perspectives d'utilisation de l'énergie nucléaire. Dans ce cas les circuits ouverts ne peuvent être utilisés convenablement à cause de la nature des résidus expulsés et, dans les circuits fermés, l'air ne convient pas tandis que l'hélium semble offrir toutes les qualités désirables.

Il nous a donc semblé intéressant d'examiner en principe, et sous réserve de modifications aux conclusions numériques qu'une connaissance plus approfondie des propriétés de l'hélium pourrait entraîner, quelques aspects de l'emploi de ce gaz, comme application du diagramme $\mu_i - \mu_f$, application qui permettra de mettre en évidence l'influence exercée par la nature du fluide en circulation.

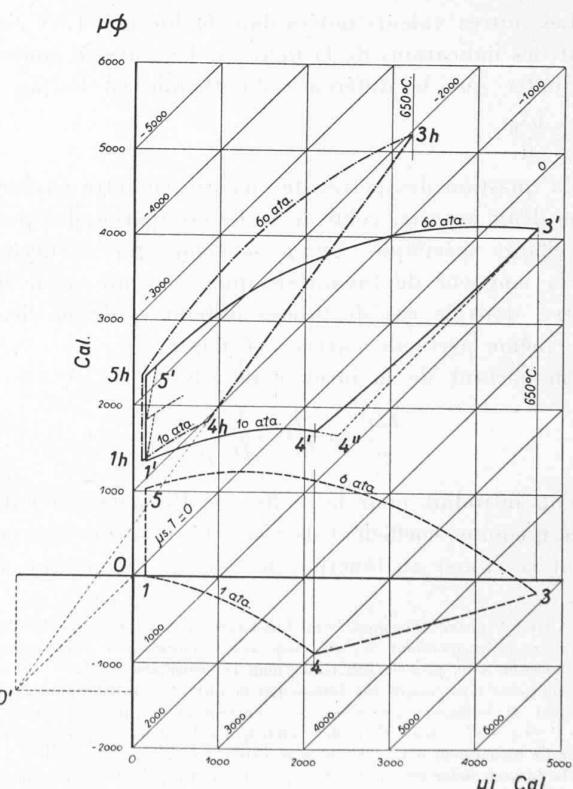


Fig. 5. — Cycles parcourus en circuit fermé (hautes pressions par 1 Mol. d'air et 1 Mol. de He avec indications complémentaires pour comparaison.

A la figure 5 nous avons représenté un cycle à air et un cycle à gaz travaillant dans les mêmes conditions de pressions et de températures. En ce qui suit nous considérerons les cycles théoriques représentés en traits pleins ; toutefois pour compléter les indications fournies par la présente communication nous avons estimé utile de marquer en pointillé, pour le cycle à air, les transformations réelles que l'on aurait en utilisant une compression à deux phases et en tenant compte des rendements de la turbine et du compresseur. On peut constater que la représentation des cycles réels est tout aussi facile que celle des cycles théoriques.

De l'examen de ces derniers, tels qu'ils figurent au graphique, il résulte

	Hélium	Air	
$\mu\phi_5 - \mu\phi_1$	1045	1045	Cal
$\mu i_3 - \mu i_4$	2335	2590	Cal
Rendement du cycle	0,5525	0,597	
$\mu i_4 - \mu i_1$	742	1967	Cal

On peut déduire de ces quelques valeurs, qui nous apparaissent comme très caractéristiques en vue d'une comparaison, que le rendement théorique du cycle à He est quelque peu inférieur à celui que l'on obtient avec l'air comme intermédiaire, ce qui est une conséquence de la nature du gaz. En revanche la quantité de chaleur à transmettre de la partie basse pression du circuit à celle à haute pression est, par unité de travail utile, beaucoup plus faible dans le cas de He que dans le cas de l'air (0,318 Cal/cal, contre 0,760 Cal/cal).

D'autre part si on se réfère à la relation (7) on relève que pour les cycles théoriques à He (indice h) et à air (indice a), toutes choses égales, on a

$$\lambda_{o,h} = 584 \text{ Cal/kg} \quad \text{et} \quad \lambda_{o,a} = 89,3 \text{ Cal/kg}$$

$$\text{avec } \left(\sqrt{\frac{\mu a}{a+1}} \right)_h = 1,58 \quad \text{et} \quad \left(\sqrt{\frac{\mu a}{a+1}} \right)_a = 4,11$$

de sorte que le rapport des puissances résulte

$$N_h : N_a = 2,28 \text{ soit environ } 2,3.$$

En ce qui concerne les pertes de charge on remarque, sur la base de l'équation (9) que les valeurs de μ , η et c_s étant seules différentes dans les deux cas considérés, en tenant compte du fait que $\eta_h : \eta_a =$ environ 1,12 et $c_{s,h} : c_{s,a} =$ environ 2,74 on obtient

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_h : \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_a = \text{environ } 1,56.$$

Des calculs absolument semblables faits au moyen des relations (11), (12) et (13) permettent de déduire que le coefficient de convection α_i est notablement plus favorable dans le cas de He que dans celui de l'air ; en effet $\alpha_{ih} =$ environ 2,51 α_{ia} .

On peut donc dire que les prévisions actuellement possibles au sujet de l'utilisation de l'hélium sont favorables car l'emploi de ce gaz conduit à des puissances élevées pour des dimensions linéaires réduites de machines,

même si, en vue de solutions commodes de problèmes constructifs, on a recours à des valeurs modérées du chiffre de Mach ; il conduit de même à des surfaces très faibles des échangeurs de chaleur ce qui permet, malgré la valeur plus élevée des pertes de charge spécifiques, de réduire les pertes de charge absolues. La question des dimensions des appareils producteurs de chaleur reste réservée en ce sens que sa solution dépend de celles qui pourront être données pratiquement, à la suite des expériences actuellement en cours, par exemple à la réalisation des « piles de Fermi ».

Ce sont des conclusions analogues que l'on peut déduire également des très importantes études publiées en l'argument par M. R. Legendre, ingénieur en chef du Génie maritime, dans le numéro 3-4 de mars-avril 1946 de la *France énergétique*, et par M. le professeur Dr J. Ackeret dans le numéro 5 du 2 février 1946 de la *Revue polytechnique suisse*. Par des moyens différents on aboutit donc à des résultats semblables en ce qui concerne les perspectives qu'ouvre l'utilisation de gaz légers dans les installations à circuit fermé et le fait que ce problème fait actuellement l'objet des préoccupations de milieux techniques très étendus et divers mérite d'être souligné.

V. Conclusions générales.

Nous estimons pouvoir dégager de ce qui vient d'être exposé les conclusions les plus importantes que voici :

1. Les diagrammes enthalpie-potentiel thermodynamique référencés au Mol., soit les diagrammes $\mu i - \mu\phi$ facilitent l'étude comparative des cycles des turbines à gaz quel que soit le genre de cycle et quel que soit le gaz qui le décrit.

Des comparaisons faites par ce moyen il résulte :

2. Les installations à circuit ouvert se distinguent par une très grande simplicité et maniabilité aussi longtemps qu'on ne leur demande pas des rendements élevés ; elles constituent donc d'excellentes solutions pour les centrales de réserve, pour la traction, pour l'aviation, pour l'utilisation de chaleurs de déchet, etc., et ont dans ces domaines de très vastes possibilités d'emploi ;

3. Lorsque, au moyen des installations à circuit ouvert, on veut réaliser des rendements tels que ceux exigés pour des marches continues (en général de longues durées) comme on le demande pour les centrales de base, par exemple, ces installations impliquent l'emploi de réfrigérateurs en cours de compression, d'échangeurs de chaleur-récupérateurs, éventuellement de combustions étagées, soit de dispositions analogues à celles nécessaires aux installations en circuit fermé équivalentes comme rendement ; mais

4. Les installations en circuit fermé, que l'on doit comparer non pas aux installations en circuit ouvert simples, mais à celles plus complexes établies en vue de l'obtention de rendements élevés, ont sur ces dernières les avantages qui découlent — pour ne souligner

que la circonstance la plus frappante — de la possibilité de recourir à des pressions de service élevées et indépendantes de celle du milieu ce qui entraîne notamment des diminutions d'encombrement et, par suite, de prix importantes à égalité de puissance livrée ;

5. Les installations avec turbines à gaz en circuit fermé s'adaptent, comme les installations à vapeur d'eau, à l'utilisation de l'énergie nucléaire tout en ne donnant lieu qu'à de faibles consommations d'eau de réfrigération.

DIVERS

Un nouveau procédé de télévision : la « stratovision ».

Nous reproduisons ici un article paru sous la signature de M. Michel Adam, au numéro du 15 mars 1946 du Génie civil. (Réd.).

Depuis une dizaine d'années déjà, la télévision fonctionne régulièrement dans certaines régions des Etats-Unis et on s'efforce maintenant de desservir l'ensemble du territoire de la manière la plus avantageuse.

La nécessité d'employer des ondes très courtes pour la diffusion des images de télévision à haute définition (500 à 1000 lignes) s'est heurtée à de sérieuses difficultés de propagation : les ondes très courtes émises d'une station terrestre sont, en effet, facilement absorbées et, en raison de la convexité de la terre, n'atteignent guère leur objectif qu'en vision directe, c'est-à-dire lorsque l'émetteur et le récepteur sont placés à des hauteurs suffisantes pour que de l'un d'eux on puisse voir l'autre sans être gêné par l'horizon.

Ce caractère particulier de la propagation des ondes très courtes a conduit une très importante société américaine, la Westinghouse Electric Co., à imaginer un nouveau mode de diffusion des ondes de télévision, qu'elle a désigné par le terme « stratovision » et qu'elle expérimente en ce moment.

Les ingénieurs chargés d'étudier un projet de diffusion des programmes de télévision au moyen de stations terrestres sur toute l'étendue des Etats-Unis ont constaté qu'en utilisant un réseau de ces stations reliées entre elles au moyen de câbles-guides, câbles coaxiaux ou faisceaux d'ondes courtes se propageant à la surface du sol, il faudrait compter au moins 100 relais¹.

Au contraire, si les postes d'émission sont installés dans la stratosphère, plus exactement à sa limite inférieure, le nombre des stations peut être réduit à 8. Tandis qu'une station terrestre ne peut guère être captée que dans un rayon de 80 km, une station stratosphérique de même puissance procure une réception agréable dans un rayon de plus de 300 km, couvrant ainsi une surface quinze fois plus grande.

La « stratovision » a été étudiée par un jeune ingénieur de l'aviation du Texas, C. E. Nobles. Sa représentation schématique, en projection sur la carte des Etats-Unis, est indiquée par la figure ci-contre.

¹ Ces dispositifs ont été décrits dans un article intitulé « Les récentes réalisations de télévision aux Etats-Unis et en France », paru dans le Génie civil du 1^{er} mars 1945.

Le mécanisme est le suivant. Chacune des 14 stations terrestres marquées au centre d'un cercle émet un pinceau d'ondes très courtes dirigé vers le zénith ; ces ondes sont captées par le récepteur d'un avion stratosphérique qui décrit une trajectoire circulaire à l'altitude de 10 000 m au-dessus de la station. Cet avion porte un émetteur d'ondes courtes qui émet à nouveau le programme de télévision de la station terrestre. Les ondes de cet émetteur se répartissent dans un angle solide, sorte de cône ayant pour sommet l'avion et pour base une aire circulaire terrestre dont le diamètre est voisin de 700 km.

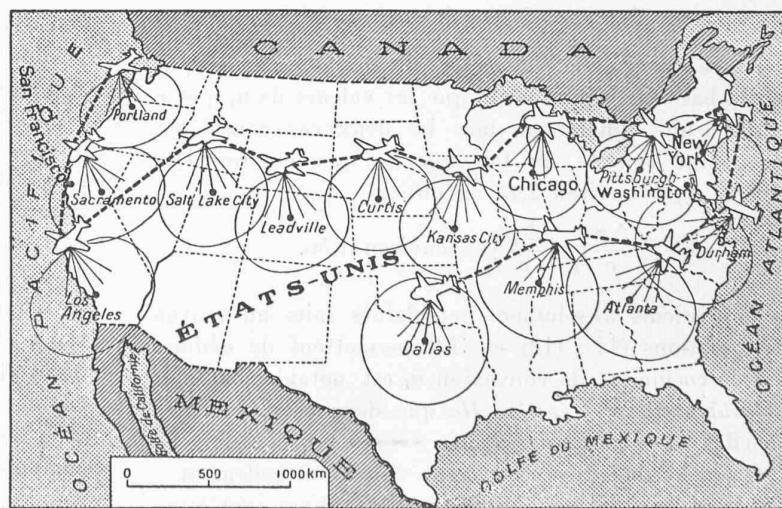
L'intérêt essentiel de la stratovision est sa grande portée. Mais elle présente aussi le grand avantage de procurer une réception à peu près exempte de distorsion et de perturbations. L'onde terrestre subit en effet l'influence des perturbations telluriques et des multiples réfractions, réflexions, diffractions sur toutes sortes d'obstacles. Il arrive fréquemment qu'on reçoive plusieurs ondes simultanées et déphasées, donnant sur l'écran des images superposées et décalées.

La stratovision évite les relais qui sont forcément nombreux dans les liaisons à terre, en raison de l'affaiblissement des ondes, aussi bien dans les lignes coaxiales que dans les faisceaux projetés. Elle élimine les effets des obstacles terrestres à la propagation et améliore ainsi la réception en pureté et en intensité pour une même puissance de poste émetteur. Ainsi, l'émission d'un avion muni d'un poste de 1 kW et situé à 10 000 m d'altitude est aussi bien reçue dans un rayon de 700 km que celle d'une station terrestre de 50 kW dans un rayon de 80 km.

La liaison entre la station terrestre et l'avion est double, un faisceau d'ondes étant affecté à l'image et un autre à la sonorisation en modulation de fréquence.

La transmission par stratovision, de New-York à Hollywood, d'un programme de télévision n'exige que 8 avions-relais stratosphériques, alors qu'il faudrait environ 100 stations-relais pour la transmission terrestre. Le seul câble coaxial assurant la transmission des programmes de New-York jusqu'à la côte du Pacifique reviendrait déjà à 100 millions de dollars. Ce câble, à éléments multiples, est d'ailleurs en construction et atteindra bientôt le Mississippi.

Les 8 stations terrestres survolées par les avions-relais stratosphériques assurant la liaison New-York-Hollywood



Carte des Etats-Unis montrant la répartition des 14 stations terrestres et avions stratosphériques, destinés à assurer le service de la « stratovision » à 80 % des téléspectateurs américains.