

THÈSE

présentée à

**L'UNIVERSITÉ
SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE**

**L'INSTITUT
NATIONAL POLYTECHNIQUE**

DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'ÉTAT ÈS SCIENCE

par

Alain LACAZE

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE
DE LA RÉFRIGÉRATION MAGNÉTIQUE
AUX TEMPÉRATURES DE L'HÉLIUM LIQUIDE**

Soutenue le 23 octobre 1985, devant la Commission d'Examen :

JURY

Président :	M. M. RENARD
Examineurs :	M. R. PAUTHENET
	M. G. LESPINARD
	M. P. ROUBEAU
	M. G. CLAUDET
	M. J.-C. VILLARD

à Brigitte , Aurélie et Marie...

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur PAUTHENET pour l'appui bienveillant qu'il m'a accordé tout au long de ce travail.

Je témoigne ma profonde gratitude à Messieurs BON MARDION et CLAUDET , dont les compétences et l'inlassable sollicitude ont été pour moi un précieux recours.

J'adresse mes vifs remerciements à Messieurs les Professeurs RENARD et LESPINARD, ainsi qu'à Messieurs ROUBEAU et VILLARD pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je voudrais que mes responsables hiérarchiques, mes camarades de travail, et l'ensemble du personnel du laboratoire, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour l'aide technique et morale qu'ils m'ont apporté, et pour l'amicale sympathie qu'ils ont bien voulu m'accorder.

Mes plus vifs remerciement iront au Professeur LACAZE et à Monsieur BERANGER, dont les compétences m'ont été très précieuses pour ce travail, et pour l'aide sans borne que j'ai trouvé auprès d'eux en toutes circonstances.



TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - GENERALITES	
1. Généralités sur les matériaux magnétiques	5
2. Généralités sur les cycles magnétiques	11
3. Rendements	19
Bibliographie	21
CHAPITRE II - REFRIGERATION MAGNETIQUE ENTRE L'HELIUM LIQUIDE ET L'HELIUM SUPERFLUIDE	
1. Description du dispositif expérimental	23
2. Premiers résultats	27
3. Mouvement "à deux pentes" et premiers résultats avec des échantillons de GGG monocristallin	29
4. Calcul des cycles et des puissances échangées	32
5. Nouveau profil de champ	35
6. Conductance de Kapitza entre GGG et hélium superfluide	39
7. Amélioration de l'échange de chaleur avec la source froide - derniers résultats	49
8. Conclusion	54
Bibliographie	55
CHAPITRE III - ETUDE DE L'ASSOCIATION D'UN REFRIGERATEUR MAGNETIQUE ET D'UN REFRIGERATEUR A GAZ.	
1. Association en série	59
2. Cycle à gaz de référence	65
3. Réfrigérateurs magnétiques	73
4. Réfrigérateur mixte résultant del'association d'un réfrigérateur magnétique et d'un réfrigérateur à gaz à cycle de Brayton	77

	<u>Page</u>
5. Amélioration du cycle de Claude par l'utilisation d'un réfrigérateur magnétique à cycle triangulaire	79
6. Amélioration du cycle de Claude par l'utilisation d'un réfrigérateur magnétique à cycle de Brayton	85
7. Conclusion	87
Bibliographie	90
CHAPITRE IV - REFRIGERATEUR A REGENERATION	
1. Introduction	91
2. Réfrigérateur rotatif à cycle d'Ericsson magnétique	93
3. Réfrigérateur alternatif à cycle d'Ericsson magnétique à régénérateur fluide	97
4. Réfrigérateur magnétique alternatif à cycle d'Ericsson à régénérateur actif	99
5. Conclusion	111
Bibliographie	112
ANNEXE AU CHAPITRE V - Nomenclature	113
CHAPITRE V - CALCUL DU CYCLE ET DES PERFORMANCES DU REFRIGERATEUR A REGENERATEUR ACTIF	
1. Equations - Présentation du code SBTFORF	115
2. Echange de chaleur et perte de charge dans les canaux	119
3. Echange de chaleur et perte de charge dans des lits compacts	122
4. Calcul de la valeur maximale admissible pour la perte de charge	132
5. Etude paramétrique du régénérateur actif	135
6. Présentation du banc d'essai du régénérateur actif	155
Bibliographie	158
CONCLUSION	161
ANNEXE - Prospects in Magnetic cooling	163

INTRODUCTION

La cryogénie connaît un développement de plus en plus important, se traduisant par une demande accrue dans un large domaine de puissances frigorifiques, depuis les plus faibles avec la détection infra-rouge, les communications par satellites, le cryopompage ou les applications médicales des supraconducteurs, jusqu'aux plus fortes puissances avec les alternateurs cryogéniques ou les aimants supraconducteurs pour la fusion, pour les anneaux de stockage d'énergie, ou encore pour la physique des hautes énergies.

Toutes ces applications nécessitent des moyens de réfrigération à des températures comprises entre 1,8 K et 10 K, et se multiplient à mesure que la réfrigération devient plus fiable et plus efficace.

En première analyse, on peut dire que les réfrigérateurs classiques voient leurs performances limitées principalement par le compresseur, et éventuellement la pompe à vide pour les températures inférieures à 4,2 K et dans une moindre mesure par les détendeurs et par les échangeurs de chaleur. Tous ces problèmes sont liés à la nécessité d'avoir deux pressions nettement différentes. Un des grands attraits de la réfrigération magnétique est de ne nécessiter, en principe, aucune variation de pression.

Les réfrigérateurs magnétiques étudiés à ce jour dans le monde, ne couvrent qu'une gamme étroite de température, comme on peut s'en rendre compte d'après le papier invité qui nous a été demandé pour la 10ème Conférence Internationale d'Ingénierie Cryogénique (ICEC 10, Helsinki 1984) et que nous reproduisons en annexe. Mis à part deux réfrigérateurs magnétiques construits pour fonctionner autour de la température ambiante, références 2 et 10 du papier invité, l'effort de recherche ne porte que sur deux gammes de températures :

- 1,8 K à 4,2 K pour les applications de l'hélium superfluide
- 4,2 K à 20 K pour la réfrigération à l'hélium liquide

Notre laboratoire s'est très tôt intéressé à la réfrigération magnétique entre 1,8 K et 4,2 K en tant que complément des recherches intensives, menées en son sein, sur les applications de l'hélium superfluide, recherches concrétisées avec la construction de TORE-SUPRA.

Notre intérêt pour la gamme 4,2 K à 20 K s'explique naturellement par le désir de se rapprocher de la température ambiante en couvrant l'intervalle de température séparant les deux liquides les plus froids, l'hélium et l'hydrogène. En pratique, c'est la gamme la plus intéressante dans l'optique de confirmer la réfrigération magnétique comme concurrent potentiel des réfrigérateurs classiques. En effet, c'est en dessous de 20 K que la chaleur spécifique de l'hélium varie beaucoup en fonction de la pression, variation qui s'aggrave à mesure que la température baisse et qui entraîne une perte de performance pour les réfrigérateurs à cycle de Claude. C'est aussi en dessous de 20 K que les réfrigérateurs à régénérateurs, Gifford Mac-Mahon et Stirling, voient leurs performances décroître à mesure que la chaleur spécifique des régénérateurs chute.

Avec une belle unanimité, les laboratoires qui s'intéressent à la réfrigération magnétique dans le monde cherchent à réaliser des cycles de Carnot aussi bien entre 1,8 K et 4,2 K qu'entre 4,2 K et 20 K. Comme on le verra au chapitre II, ce choix est bien le notre entre 1,8 K et 4,2 K, où le peu que l'on pourrait gagner avec des cycles à régénération pourrait très bien être largement inférieur à ce que l'on perdrait du fait de la complexité de ces cycles. Par contre, notre volonté est de faire des cycles à régénération entre 4,2 K et 20 K. En effet, si le cycle de Carnot est encore possible entre 4,2 K et 20 K, il nécessite des champs magnétiques très élevés (7 à 10 Tesla). Pour créer de tels champs, il est exclu d'utiliser des bobines résistives dont la consommation réduirait considérablement le rendement énergétique du réfrigérateur, le recours aux supraconducteurs, redroidis vers 4 K, est obligatoire. Il faut alors disposer d'une source auxiliaire permettant de prérefroidir les bobines du réfrigérateur magnétique afin que ce dernier puisse démarrer.

Si ce prérefroidissement ne pose aucun problème pour des installations de grande puissance, il en va tout autrement pour les réfrigérateurs de petites et moyennes puissances qui doivent être autonomes.

Un moyen d'obtenir cette autonomie est d'utiliser des aimants permanents pour créer le champ magnétique. Celui-ci ne saurait alors dépasser 2 à 3 Tesla. Mais seuls les cycles à régénération sont susceptibles de produire une puissance frigorifique entre 4,2 et 20 K avec de tels champs.

Enfin, seuls les cycles à régénération laissent quelques espoirs d'élever la température de la source chaude nettement au-delà de 20 K.

Au cours de cette étude, nous allons considérer d'abord les conditions d'utilisation du cycle de Carnot entre 1,8 K et 4,2 K, en gardant présent à l'esprit qu'il faut un second réfrigérateur entre 4,2 K et la température ambiante.

Nous définirons ensuite l'association d'un réfrigérateur magnétique et d'un réfrigérateur à gaz soit en cascade, soit partiellement en parallèle, ce qui constitue alors ce que l'on pourrait appeler un dopage pour les réfrigérateurs classiques.

Nous caractériserons ensuite un dispositif expérimental à récupération de chaleur pour la gamme 4,2 - 20 K.

CHAPITRE I

GENERALITES

1. GENERALITES SUR LES MATERIAUX MAGNETIQUES

En l'absence de champ magnétique, les moments magnétiques d'une substance paramagnétique idéale prennent aléatoirement une des $(2 J + 1)$ orientations spatiales possibles. Si on a N atomes possédant un moment magnétique, l'entropie magnétique S_m du système s'écrit :

$$S_m = N k \text{ Log } (2 J + 1)$$

L'entropie totale S_t est la somme de l'entropie magnétique S_m et de l'entropie de réseau S_r . A basse température, S_r peut s'écrire :

$$S_r = N k \alpha T^3$$

Quand un champ magnétique est appliqué, les moments ont une probabilité plus grande d'être orientés dans le sens du champ, l'entropie magnétique diminue. Si par la suite on réduit le champ en conservant l'entropie constante, les moments restent orientés mais le champ étant plus faible, la température est plus basse.

D'autre part, si on maintient la température constante pendant que le champ diminue, la substance absorbera la quantité de chaleur $Q = T \Delta S$.

En supposant que le champ magnétique soit suffisant pour orienter tous les moments, c'est-à-dire pour réduire à zéro l'entropie magnétique, on pourra enlever la quantité de chaleur maximale dans une désaimantation isotherme soit $Q = N k T \text{ Log } (2 J + 1)$.

On voit donc que, pour avoir une grande puissance, on a intérêt

à avoir une forte concentration d'ions (N grand) de spin élevé (J grand).

Mais alors, les ions ne sont plus libres et sans interaction, chaque ion étant soumis au champ local b créé par ses proches voisins. Dans ces conditions, la température T_m , la plus basse que l'on peut atteindre, est telle que l'énergie thermique kT_m est de l'ordre de grandeur de l'énergie magnétique μb liée au champ b. Pour descendre à de très basses températures ($1\text{mK} < T_m < 1\text{K}$) il faut au contraire diluer les moments.

Les substances utilisables pour la réfrigération magnétique sont principalement des composés de terres rares. Si on considère les ions trivalents du groupe des lanthanides qui ont le nombre effectif p de magnétons les plus élevés, cf. tableau 1, on voit que les plus intéressants a priori sont les composés de l'Holmium et du Dysprosium.

ion	Gd ³⁺	Tb ³⁺	Dy ³⁺	Ho ³⁺	Er ³⁺	Tm ³⁺	Yb ³⁺
niveau de base	$8S_{7/2}$	$7F_6$	$6H_{15/2}$	$5H_8$	$4I_{15/2}$	$3H_6$	$2F_{7/2}$
$p=g\sqrt{J(J+1)}$ exp.	8,0	9,5	10,6	10,4	9,5	7,3	4,9

Tableau 1 : niveau de base et nombre effectif de magnétons des ions trivalents du groupe des lanthanides⁽¹⁾.

Mais dans certains composés de terres rares de spin élevé, la séparation des niveaux créée par le champ cristallin réduit l'entropie magnétique utilisable.

Le gadolinium, avec un spin relativement élevé, n'a pas de moment angulaire orbital⁽²⁾, par suite les interactions avec le champ cristallin sont très faibles et on dispose généralement de toute l'entropie magnétique $N k \log 8$ dans ses composés. C'est ainsi que la variation d'entropie magnétique à 20 K entre 0 et 5 Tesla est de $6,3 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour le GdGaG⁽³⁾, mais seulement $5,0 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour DyGaG⁽⁴⁾, $4,8 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour Dy₂Ti₂O₇⁽⁵⁾ et de $1,9 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour TmAsO₄⁽⁶⁾. Par contre pour le DyVO₄, bien l'on n'ait qu'un doublet en dessous de 10 K, la variation d'entropie dans les mêmes conditions est de $9,3 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ (7).

Entre 2 et 20 K, le matériau le plus utilisé est le grenat de gadolinium et de gallium (GGG) car il allie une grande variation d'entropie sous champ à une forte conductivité thermique et une faible chaleur spécifique de réseau, et surtout parce qu'il est disponible industriellement en monocristaux de grandes dimensions.

Barclay et Steyert ⁽⁸⁾ ont fait un classement des composés du gadolinium en fonction du coefficient α de la chaleur spécifique de réseau et de la température d'ordre. Les matériaux sont d'autant plus intéressants que α est petit. D'autre part, la température d'ordre est la température en dessous de laquelle le matériau s'ordonne spontanément, le matériau n'est utilisable pour la réfrigération magnétique qu'au dessus de la température d'ordre. Nous avons reporté ce classement à la figure I.1. On voit, d'après ce classement que le GGG est un bon matériau pour des températures de sources froides vers 1,5K et au-dessus. Pour des sources froides à plus hautes températures, d'autres matériaux pourraient être intéressants tels $Gd(OH)_3$, $GdAlO_3$ et la forme c de Gd_2O_3 .

Pour des températures supérieures à 4 K, la chaleur spécifique de réseau devient de plus en plus grande, elle augmente comme la troisième puissance de la température. Elle se comporte comme une masse thermique inerte réduisant rapidement la variation de température dans une transformation adiabatique. Au-dessus de 20 K, le recours aux cycles à régénération est obligatoire pour pallier à l'augmentation de la chaleur spécifique du réseau.

D'autre part, plus la température s'élève, plus la variation d'entropie au cours d'une variation isotherme donnée du champ est faible, il faut donc des champs de plus en plus élevés au fur et à mesure que la température s'élève.

Mais au-dessus de 20 à 30 K l'agitation thermique, kT , devient plus grande que l'énergie magnétique μB . La variation d'entropie devient très faible même pour des champs déjà élevés. Si à 4 K un champ de 4 Tesla suffit pour réduire de moitié l'entropie magnétique du GGG, il faudrait 100 T à 100 K pour produire le même effet sur l'entropie magnétique (un effet six fois plus faible

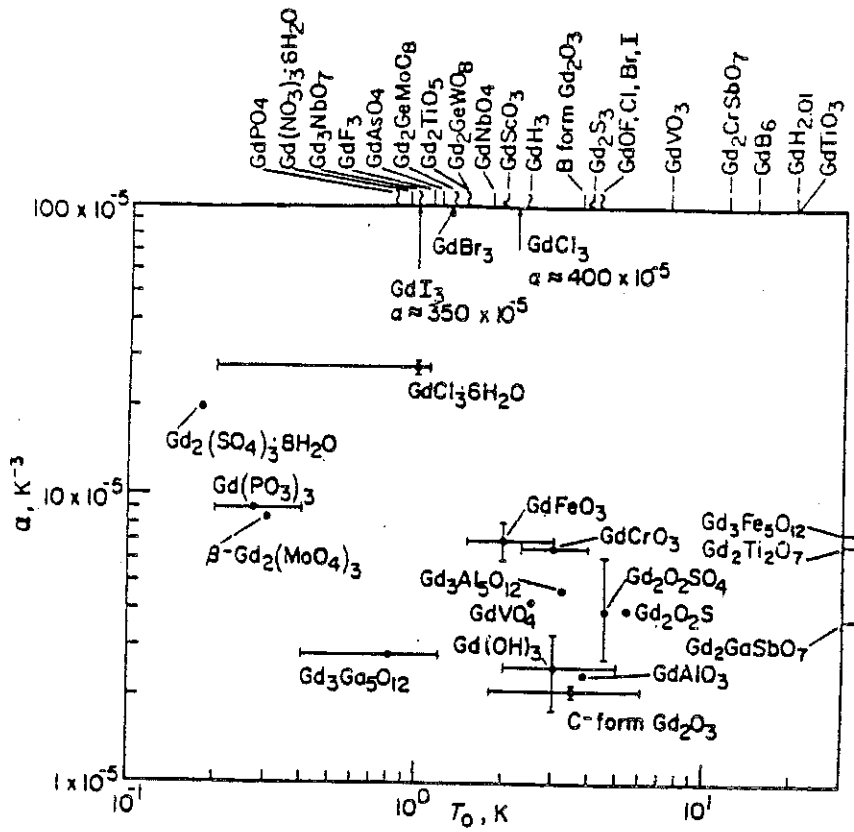


fig. I. 1 : Classement des composés du gadolinium selon la température d'ordre T_0 et leur capacité thermique du réseau αT^3 , d'après Steyert (8)

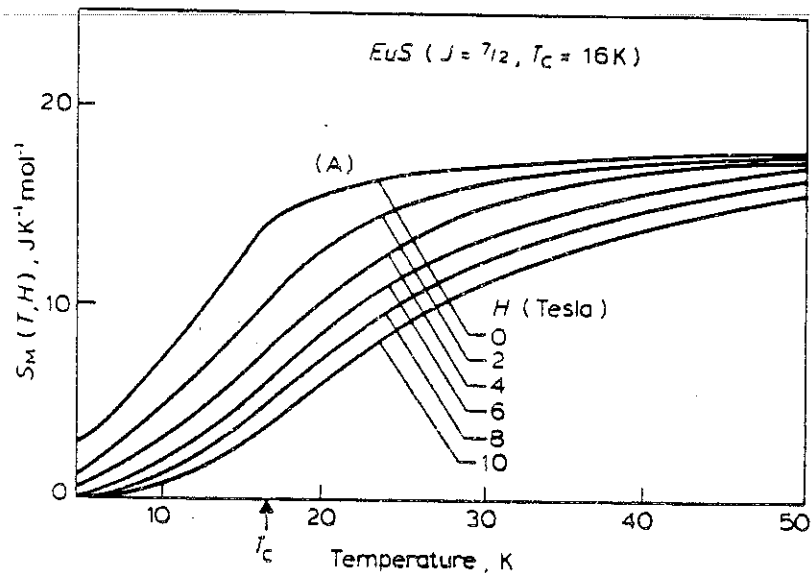


fig. I. 2 : Entropie magnétique d'EuS (calculée) d'après Hashimoto (9).

sur l'entropie totale) ce qui est totalement irréalisable. Cependant, le champ interne engendré par les interactions d'échange, qui peut-être très supérieur au champ appliqué, peut contribuer à orienter les moments et à réduire l'entropie magnétique. C'est ce que l'on a en prenant un paramagnétique au voisinage de la température de Curie de passage à l'état ferromagnétique.

La figure I-2 représente le diagramme calculé pour $\text{EuS}^{(9)}$ qui est ferromagnétique en dessous de $T_c = 16 \text{ K}$. Dans une variation de champ de 0 à 5 Tesla la variation d'entropie est de $6,2 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 20 K et $2,7 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 30 K. Pour HoAl_2 , $T_c = 33 \text{ K}$, la variation d'entropie est de $3,5 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 20 K et $5,5 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 30 K⁽¹⁰⁾. On peut conserver une variation d'entropie importante à plus haute température, par exemple avec le gadolinium métal on a $\Delta S = 1,7 \text{ J.mole}^{-1}\text{K}^{-1}$ à $T_c = 293 \text{ K}^{(11)}$.

On ne peut utiliser une substance ferromagnétique que dans un domaine de température d'une étendue de quelques degrés à quelques dizaines de degrés autour de la température de Curie. Mais en prenant plusieurs substances à températures de Curie étagées, des cycles à régénération et des champs compris entre 5 et 10 Tesla, il devrait être possible de couvrir une gamme de température très étendue.

Pour des cycles à régénération, on a intérêt à avoir un rapport de la chaleur enlevée à la source froide à la chaleur échangée dans les branches de régénération le plus grand possible pour que la machine soit peu sensible aux variations de débit de gaz dans les branches à régénération. Pour cela, on peut avoir intérêt à utiliser un mélange de matériaux⁽⁷⁾, par exemple pour une machine fonctionnant entre 0 et 4 Tesla et entre 4 et 20 K, ce rapport vaut 0,17 si on utilise du GGG, 0,21 pour du DyVO_4 et 0,28 pour un mélange 50 % GGG et 50 % DyVO_4 .

Peu de données pratiques sont disponibles sur les matériaux et il reste à faire un important travail de détermination des diagrammes entropiques pour le choix des matériaux. Dans l'avenir immédiat, le GGG n'est concurrencé par aucun autre matériau dans le domaine de température qui nous intéresse (1,8-4 K et 4-20 K).

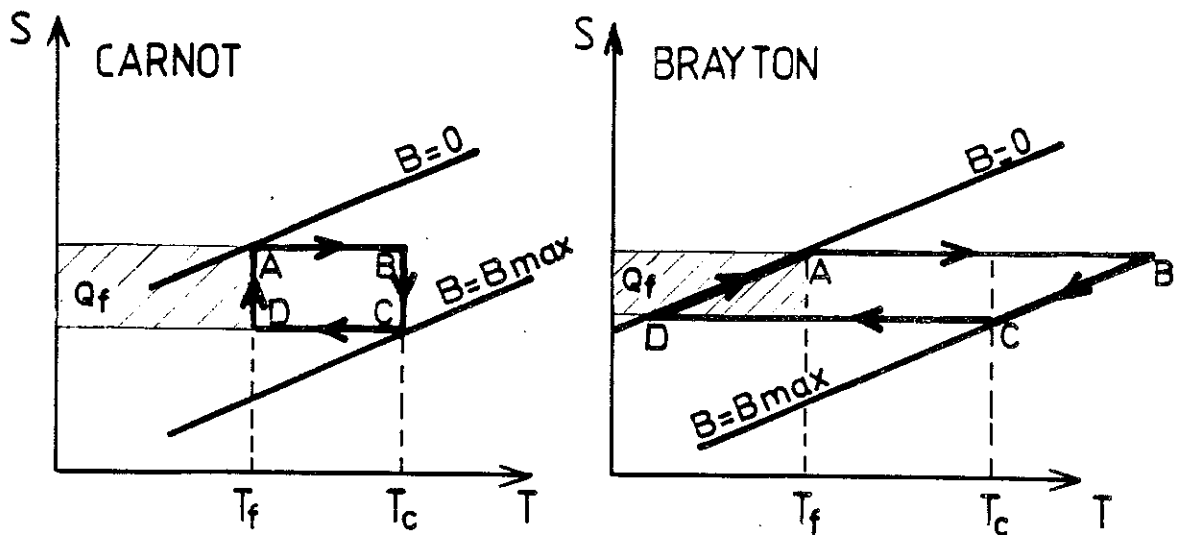


fig. I. 3 : Equivalents magnétiques des cycles de Carnot et de Brayton.

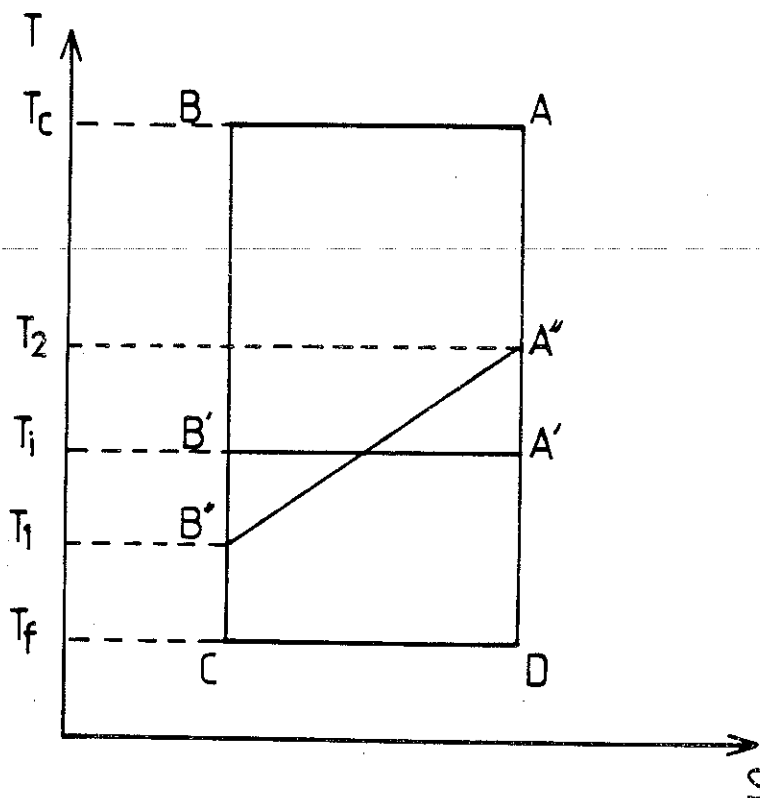


fig. I. 4 : Exemple de scission d'un cycle de Carnot en sous-cycles échangeant entre eux.

2. GENERALITES SUR LES CYCLES MAGNETIQUES

Comme dans tout cycle de réfrigération, le matériau actif doit passer alternativement d'une température, plus froide, où il absorbe de la chaleur à une température, plus chaude, où il rejette sa chaleur.

On distingue deux types de cycles selon que les changements de température s'accompagnent ou non d'un échange de chaleur.

2.1. Cycles sans échange interne

La caractéristique de ces cycles est que le passage de la température froide à la température chaude se fait par une aimantation adiabatique, c'est-à-dire sans échange de chaleur interne ou externe au cycle.

Deux cycles de ce type sont particulièrement appropriés à la réalisation d'un réfrigérateur utilisant l'effet magnétothermique, ce sont les cycles de Carnot et de Brayton.

L'équivalent magnétique du cycle de Carnot représenté à la figure I-3 comprend une aimantation adiabatique AB, puis une aimantation isotherme BC, suivie d'une désaimantation adiabatique CD et enfin d'une désaimantation isotherme DA.

L'aimantation est l'équivalent magnétique de la compression d'un gaz, et la désaimantation celui de la détente.

L'équivalent magnétique du cycle de Brayton comprend un refroidissement à champ constant au contact de la source chaude, et un réchauffement à champ nul au contact de la source froide, au lieu des isothermes du cycle de Carnot.

La thermodynamique veut que le meilleur rendement de réfrigération soit obtenu lorsque l'échange de chaleur ne se fait qu'avec deux sources extérieures selon des transformations isothermes, conditions qui sont celles du cycle de Carnot. Le cycle de Brayton, qui ne répond pas à cette règle à un rendement inférieur au rendement du cycle de Carnot. Toutefois, il peut être utilisé comme partie d'un cycle principal sans préjudice pour le rendement global. En effet, sans déroger à la règle thermodynamique, on peut

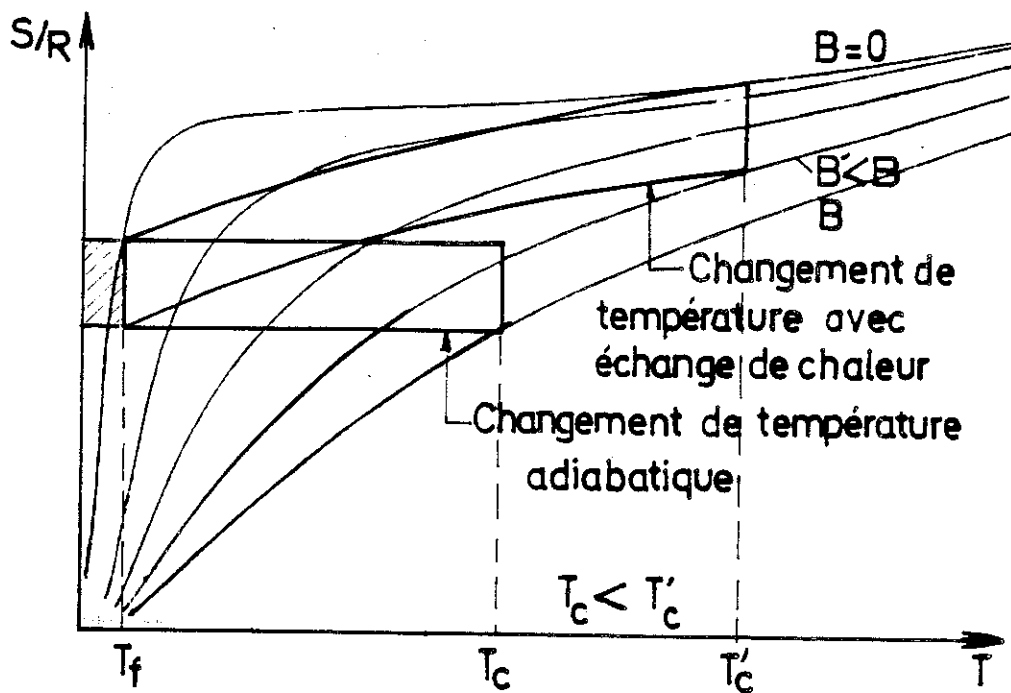


fig. I. 5 : Un cycle à régénération permet d'atteindre une température plus élevée et d'utiliser des champs plus faibles, à égalité de puissance froide (aire hachurée) que le cycle de Carnot.

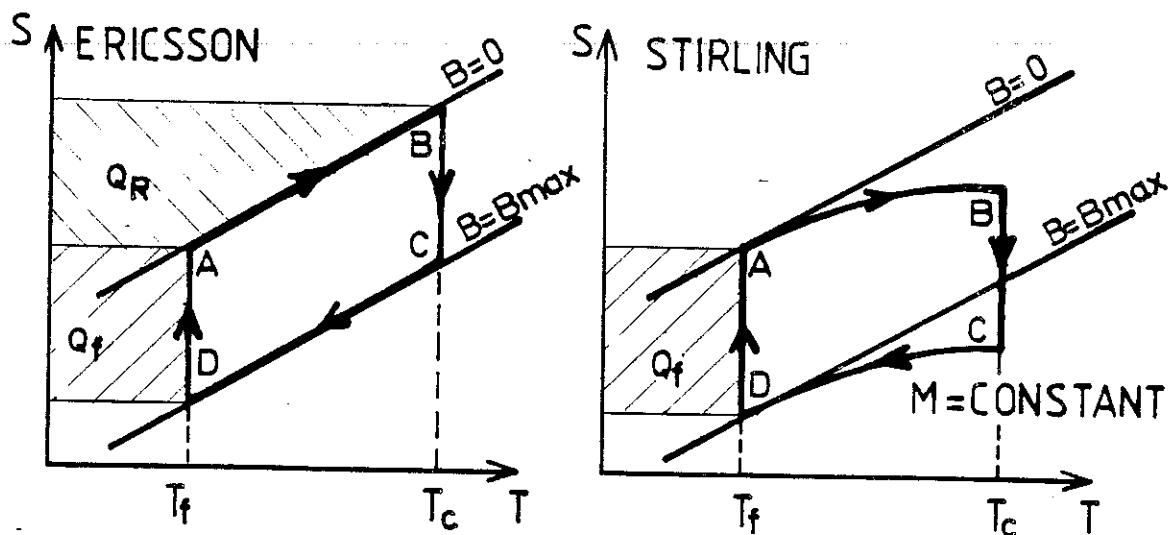


fig. I. 6 : Equivalent magnétique des principaux cycles à régénération.

scinder le cycle principal en sous-cycles échangeant entre eux de la chaleur, comme sur l'exemple de la figure I-4 où le cycle de Carnot ABCD est scindé soit en deux cycles de Carnot ABB'A' et A'B'CD, soit en deux cycles ABB''A'' et A''B''CD échangeant entre eux dans les conditions du cycle de Brayton.

L'échange de chaleur B'A' ou B''A'' donne lieu à une irréversibilité uniquement fonction de l'écart de température ΔT nécessaire pour échanger la chaleur. Cette irréversibilité se traduit par une diminution du rendement global si ΔT n'est pas nul. Mais pour des échanges parfaits ($\Delta T = 0$) le rendement global est le même avec l'échange interne intermédiaire A'B', ou A''B'', ou sans échange interne.

Nous verrons au chapitre III comment cette possibilité de scission des cycles en sous-cycles peut-être utilisée pour améliorer le rendement d'un réfrigérateur classique en lui adjoignant un étage magnétique.

Comme nous l'avons déjà vu, les cycles utilisant des changements de température adiabatiques ne sont intéressants que quand la chaleur spécifique du réseau est faible, ce qui limite leur utilisation aux températures inférieures à 20 K. La figure I.5 illustre comment un échange de chaleur accompagnant les changements de température peut permettre d'atteindre une température plus élevée et d'utiliser des champs plus faibles qu'avec les transformations adiabatiques du cycle de Carnot.

2.2. Cycle avec échange interne (à régénération)

Ces cycles sont généralement appelés cycles à régénération. La différence avec les cycles précédents réside dans le fait que le passage de la température chaude à la température froide se fait en cédant de la chaleur à une unité physique appelée régénérateur, cette chaleur est rétrocédée au matériau magnétique pendant le passage de la température froide à la température chaude.

Les principaux cycles à régénération sont les cycles d'Ericsson et de Stirling représentés à la figure I-6.

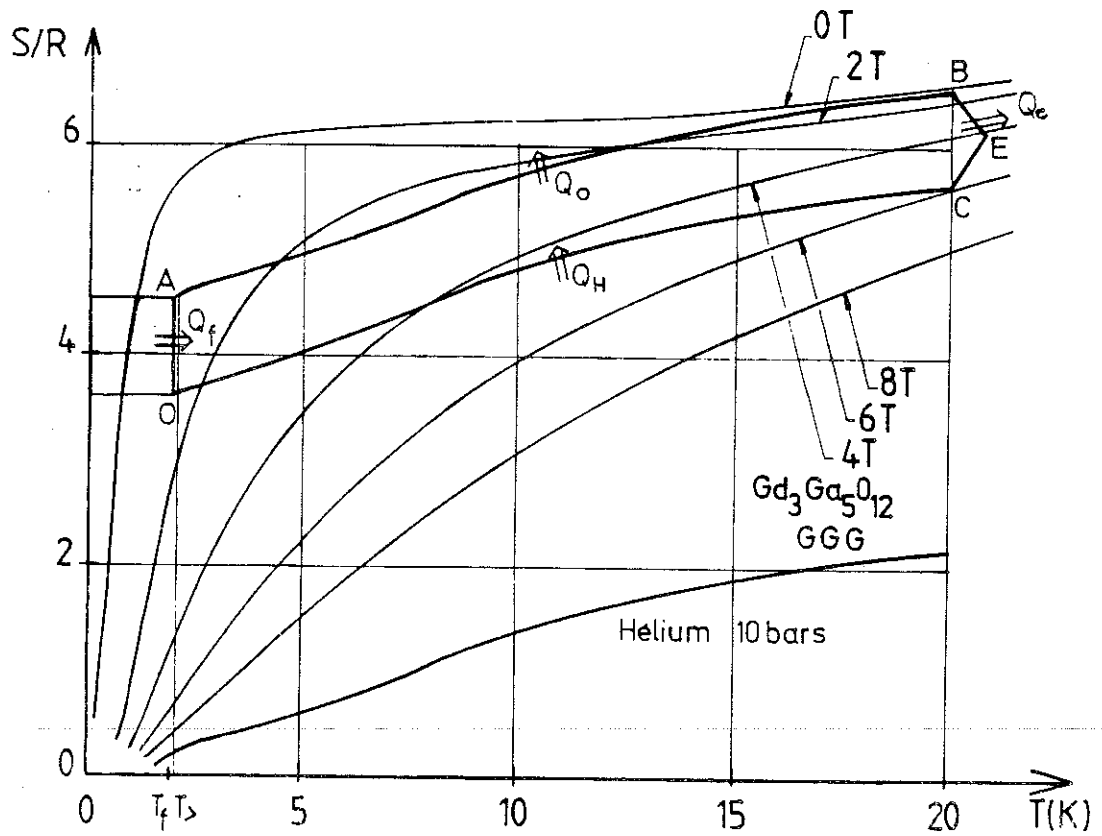


fig. I. 7 : Cycle à régénération respectant l'égalité des variations d'entropie du régénérateur (hélium) et du matériau magnétique (GGG).

Dans le cycle d'Ericsson magnétique, les changements de température adiabatiques sont remplacés par un réchauffement ou un refroidissement sous champ magnétique constant au sein du régénérateur.

Dans le cycle de Stirling magnétique, on a un réchauffement ou un refroidissement à aimantation constante au lieu des adiabatiques.

Tous les cycles à régénération, ou échange interne ont en commun que le régénérateur doit revenir à son état initial à la fin de chaque cycle car il ne doit pas y avoir de stockage de chaleur, à long terme, dans le régénérateur. Ceci s'exprime mathématiquement par l'égalité des quantités de chaleur échangées par le régénérateur pendant les phases AB et CD (notation de la figure 1-6), soit en notant S l'entropie du régénérateur à la température T :

$$Q_R = \int_{T_A}^{T_B} TdS = \int_{T_D}^{T_C} TdS$$

Mais il faut aussi que ces quantités de chaleur soient égales à celles échangées par le matériau magnétique (puisque le rôle du régénérateur est justement de stocker puis rendre cette chaleur). En notant s l'entropie du matériau magnétique à la température T :

$$\int_{T_A}^{T_B} Tds = \int_{T_D}^{T_C} Tds = Q_R$$

En égalant ces deux dernières expressions, il vient :

$$\int_{T_A}^{T_B} T (dS - ds) = 0$$

D'où on en déduit l'égalité, en chaque point des branches AB et CD, des variations d'entropie pour le matériau magnétique et pour le régénérateur, autrement dit $dS = ds$. Cette égalité entraîne que la courbe d'entropie du régénérateur en fonction de la température et les segments AB et DC tracés dans le diagramme entropique du matériau magnétique doivent être parallèles deux à deux.

Prenons un matériau magnétique réel : le grenat de gadolinium et de gallium ou GGG. Son meilleur domaine d'utilisation se situe en-dessous de 20 K, température en-dessous de laquelle le seul régénérateur possible est le fluide hélium lui-même. Nous avons donc tracé à la figure I-7, un cycle à régénération pour le GGG, tenant compte du parallélisme obligatoire des branches à récupération, AB et CD, avec la courbe d'entropie de l'hélium servant de régénérateur. On voit alors que la régénération ne peut se faire ni selon des isochamps ni selon des isoaimantations, mais qu'il sera nécessaire d'imposer une variation de champ magnétique bien définie pendant les phases AB et CD. Par exemple, pour passer de A à B, il faut commencer par augmenter le champ magnétique pour ensuite le diminuer comme on le voit par l'intersection des courbes isochamps et du segment AB sur la figure I-7.

Cette variation, bien définie, du champ magnétique sert à adapter localement la chaleur spécifique du matériau, de sorte qu'elle soit proportionnelle à celle de l'hélium à toutes températures (\Leftrightarrow parallélisme des courbes d'entropie).

Un problème similaire existe pour les réfrigérateurs à hélium Gifford - Mac Mahon et Stirling, où la chaleur spécifique du gaz sous haute pression n'est pas égale à celle du gaz sous basse pression, et a fortiori, pas proportionnelle à celle du régénérateur.

Les cycles à régénération sont susceptibles de fonctionner à tout niveau de température, mais leur plus grande difficulté de mise en oeuvre fait qu'on leur préférera les cycles de Carnot ou de Brayton pour les températures inférieures à 4 K.

2.3 Cycle de Brayton à régénération

Les cycles à régénération peuvent aussi donner lieu à un échange aux sources dans les conditions du cycle de Brayton, comme, par exemple, celui de la figure I-8. De même que précédemment, les segments AB et DC doivent être parallèles à la courbe d'entropie du régénérateur. Dans ce cas, les remarques précédentes sur le rendement restent valables : le rendement est inférieur à celui du cycle de Carnot, alors que le cycle de Stirling et d'Ericsson ont le rendement du cycle de Carnot, mais on peut utiliser le cycle de Brayton à régénération comme partie d'un cycle principal sans préjudice pour le rendement global. A la lumière de ce que l'on vient de dire sur les branches à régénération, on peut s'attendre à ce que l'échange aux sources dans les conditions du cycle de Brayton doive suivre une règle similaire à celle du parallélisme : il faut que la capacité thermique du matériau actif soit égale à celle du matériau formant les sources de chaleur dans toute la gamme de température où se fait l'échange. Par exemple, la source chaude du cycle peut être constituée par un fluide qui s'échauffe en enlevant la chaleur d'aimantation, le segment BC de la figure I-8 doit alors être parallèle à la courbe d'entropie du fluide.

Un cas particulier de cycle de Brayton, important pour la suite, est celui du cycle à prélèvement de gaz : la puissance froide est fournie sous la forme d'un débit de gaz prélevé à la température T_f sur le débit principal traversant le réfrigérateur. Chaque branche du cycle devant respecter la règle du parallélisme avec la courbe d'entropie de l'hélium, le cycle du réfrigérateur à prélèvement a la forme d'un triangle curviligne comme on peut le voir à la figure I-9. Ce cycle est un cas limite du cycle de la figure I-8 où le point A vient se confondre avec le point B.

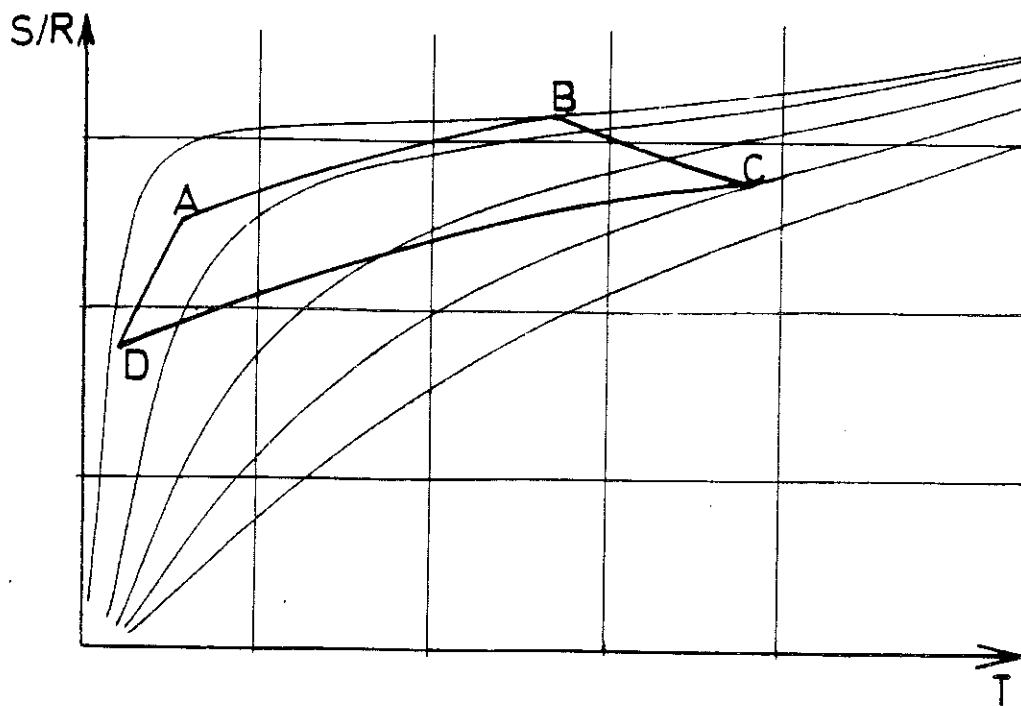


fig. I. 8 : Cycle de Brayton, magnétique, à régénération.

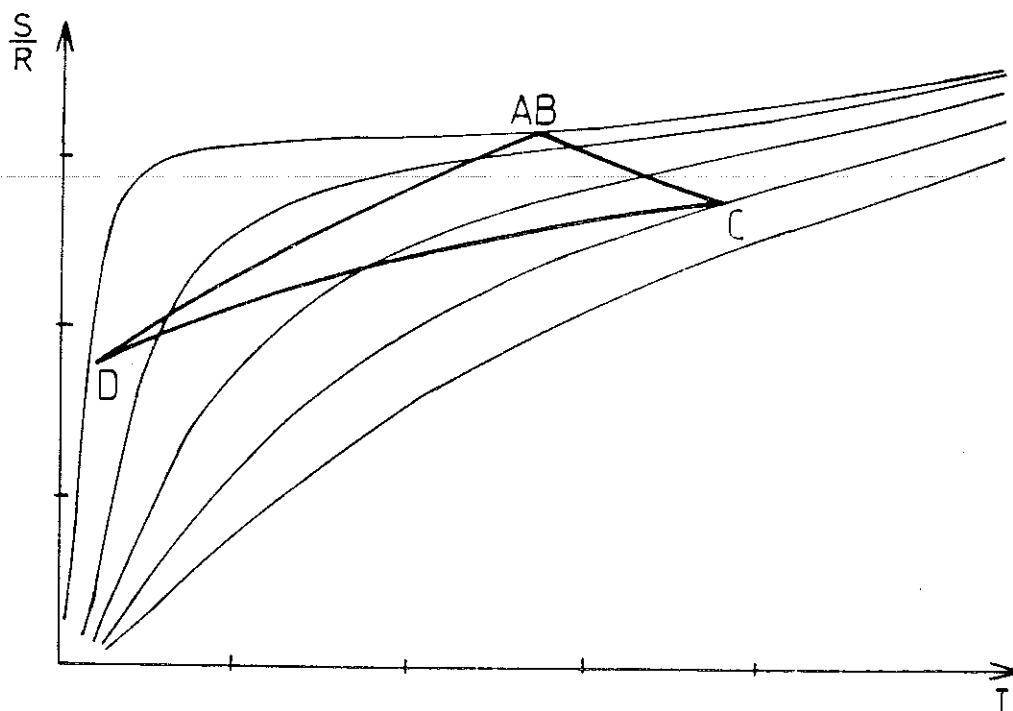


fig. I. 9 : Cycle triangulaire d'un réfrigérateur à prélèvement de gaz.

3. RENDEMENTS

Le rendement d'un réfrigérateur s'évalue en premier lieu, par le coefficient de performance CDP. Ce coefficient de performance peut se définir de deux façons :

$$CDP_W = \frac{\text{Chaleur absorbée à la source froide } Q_f}{\text{Travail net absorbé } W} \quad (\text{basé sur le travail})$$

$$CDP_Q = \frac{\text{Chaleur absorbée à la source froide}}{\text{Chaleur dégagée à la source chaude}} \quad (\text{basé sur la chaleur})$$

Pour le cycle de Carnot, on a les coefficients de performance suivants :

$$CDP_W = \frac{T_f}{(T_c - T_f)} \quad , \quad CDP_Q = \frac{T_f}{T_c}$$

Pour un cycle réel, les coefficients de performance seront plus faibles et il est intéressant de les comparer directement au coefficient de performance du cycle de Carnot. On appellera rendement par rapport à Carnot η_c le rapport :

$$\eta_c = \frac{CDP_W \text{ (réel)}}{CDP_W \text{ (Carnot)}} = \frac{Q_f}{W} \frac{T_c}{T_f} - 1$$

et facteur de mérite FDM, le rapport :

$$FDM = \frac{CDP_Q \text{ (réel)}}{CDP_Q \text{ (Carnot)}} = \frac{Q_f}{Q_c} \frac{T_c}{T_f}$$

Dans le cas où le réfrigérateur magnétique décrit un cycle de Brayton adapté à une application particulière où la chaleur doit être enlevée sur une plage de température, la comparaison du coefficient de performance avec celui du cycle de Carnot n'est guère possible : si on se base sur les températures les plus proches (T_A et T_B de la figure I-8), la machine de Carnot ne peut remplacer le réfrigérateur magnétique puisqu'elle n'atteint pas les températures extrêmes ; si on se base sur les températures extrêmes

(T_D et T_C , figure I-8) le réfrigérateur à cycle de Brayton pourrait avoir un coefficient de performance supérieur à celui du cycle de Carnot. Pour chaque cas, nous définirons un rendement par le rapport du coefficient de performance réel, CDP_Q , sur le coefficient de performance le plus élevé que puisse présenter, d'après les principes de la thermodynamique, une machine effectuant la même tâche.

BIBLIOGRAPHIE

1. C. Kittel, "Introduction à la physique de l'état solide", Dunod, 1972.
2. R.P. Hudson, "Principles and application of magnetic cooling", North Holland, 1972.
3. B. Daudin, R. Lagnier, B. Salce, "Thermodynamic properties of gadolinium gallium garnet, $Gd_3Ga_5O_{12}$, between 0,05 and 25 K", J.M.M.M., 27, 1982, 315-322.
4. A. Tomokiyo, H. Yayama, T. Hashimoto, T. Aomine, M. Nishida, S. Sakaguchi, "Specific heat and entropy of dysprosium gallium garnet in magnetic field", Cryogenics, 25, 1985, 271-274.
5. D. Flood, "Suitability of the rare-earth compounds $Dy_2Ti_2O_7$ and $Gd_3Al_5O_{12}$ for a low temperature (4 K - 20 K) magnetic refrigeration cycle", AIP Conf. Proc. , n° 18, Part. 2, 1974, 1345-1348.
6. B. Daudin, R. Lagnier, B. Salce, "Thermal properties of rare-earth vanadates and arsenates with a view to magnetic refrigeration applications", J.M.M.M., 25, 1981, 197-200.
7. B. Daudin, A.A. Lacaze, B. Salce, " $DyVo_4$ - $Gd_3Ga_5O_{12}$: A composite material to achieve magnetic refrigeration using a cycle with internal heat transfer", Cryogenics, 22, 1982, 439-440.
8. J.A. Barclay, W.A. Steyert, "Materials for magnetic refrigeration between 2 and 20 K", Cryogenics, 22, 1982, 73-80.
9. T. Hashimoto, T. Nusamawa, M. Shino, T. Okada, "Magnetic refrigeration in the temperature range from 10 K to room temperature : The ferromagnetic refrigerants", Cryogenics, 21, 1981, 647-653.

10. B. Daudin, E. Bonjour, "Chaleur spécifique de HoAl_2 en présence d'un champ magnétique".
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 295, 1982, 535-538.
- 11. G.V. Brown, "Magnetic heat pumping near room temperature",
J. Applied Physics, Vol. 47, n° 8, 1976, 3673-3680.

CHAPITRE II

REFRIGERATION MAGNETIQUE ENTRE L'HELIUM LIQUIDE ET L'HELIUM SUPERFLUIDE

1. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Notre dispositif expérimental a fait l'objet d'une description détaillée par C. Delpuech^(1, 2). Les éléments essentiels sont schématisés à la figure II-1.

Un cryostat délimite la source froide, un bain d'hélium superfluide sous pression atmosphérique, et l'isole de la source chaude, qui est un bain d'hélium bouillant à 4,2 K dans lequel baigne tout l'ensemble du réfrigérateur. Ce cryostat contient une mesure de température et une résistance chauffante destinée à consommer la puissance utile. Il est, en outre, relié à un réfrigérateur annexe, à détente de Joule-Thomson, capable de délivrer 1 Watt de puissance frigorifique à 1,8 K, et permettant de mesurer les pertes.

La partie active du réfrigérateur est un piston d'alumine, de diamètre 24 mm, comprenant deux éléments magnétiques d'une longueur de 40 mm (20 mm dans les dernières expériences). Ce piston se déplace alternativement de haut en bas, par l'action d'un vérin hydraulique. Le vérin est commandé par un générateur de fonction permettant d'imposer différentes formes de mouvements : sinusoïdal, triangulaire, trapézoïdal ou mouvement à deux pentes, dont les diagrammes horaires sont représentés à la figure II-2.

Les bobines supraconductrices créant le champ sont placées au-dessus et en-dessous du cryostat limitant la source froide. Ainsi, un élément magnétique sortant du cryostat froid se trouve progressivement aimanté dans les champs de bobines. Simultanément, le deuxième élément magnétique entre dans

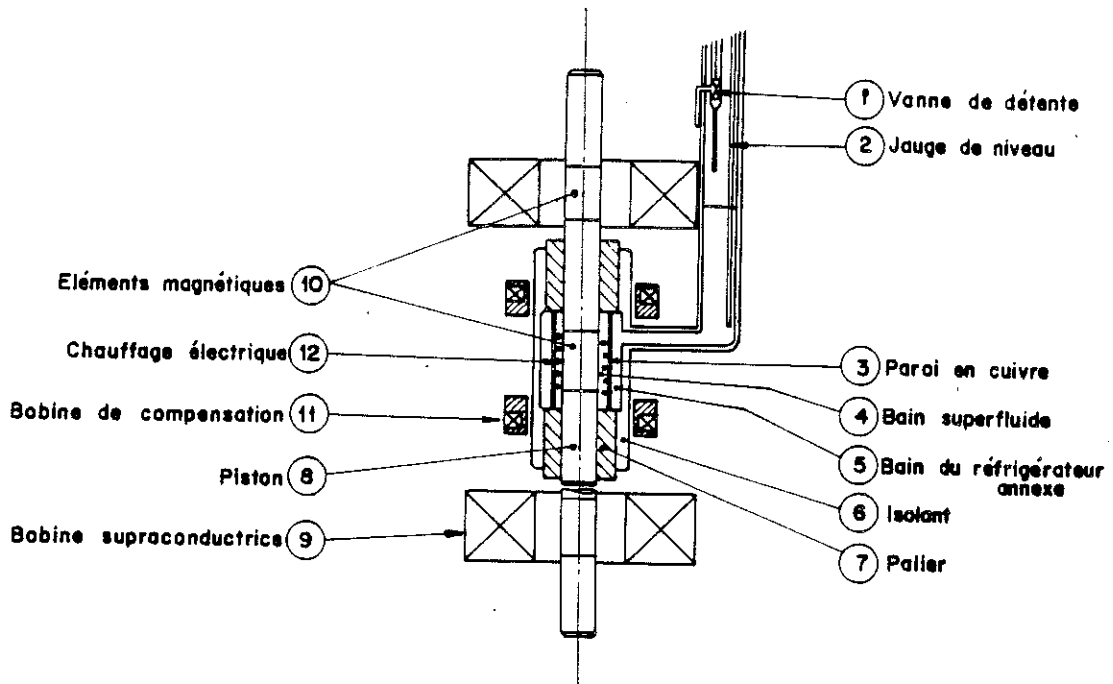


fig. II. 1 : Schéma du réfrigérateur 1,8 - 4,2 K

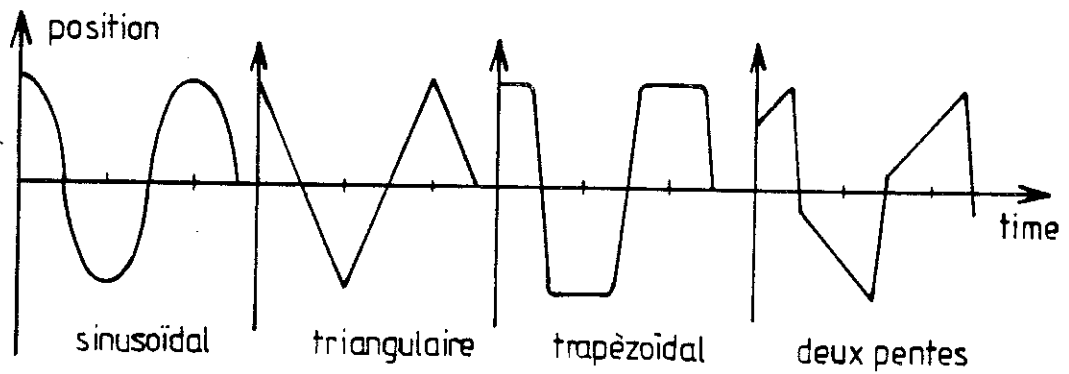


fig. II. 2 : Diagrammes horaires de différents mouvements du piston

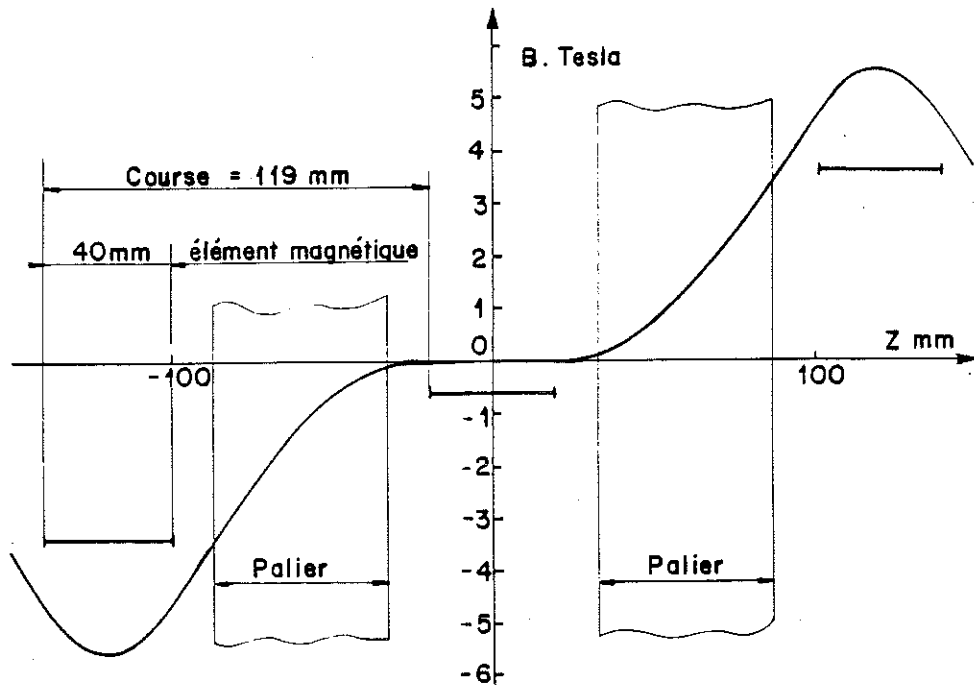


fig. II. 3 : Profil de champ magnétique "B = 5 Tesla".

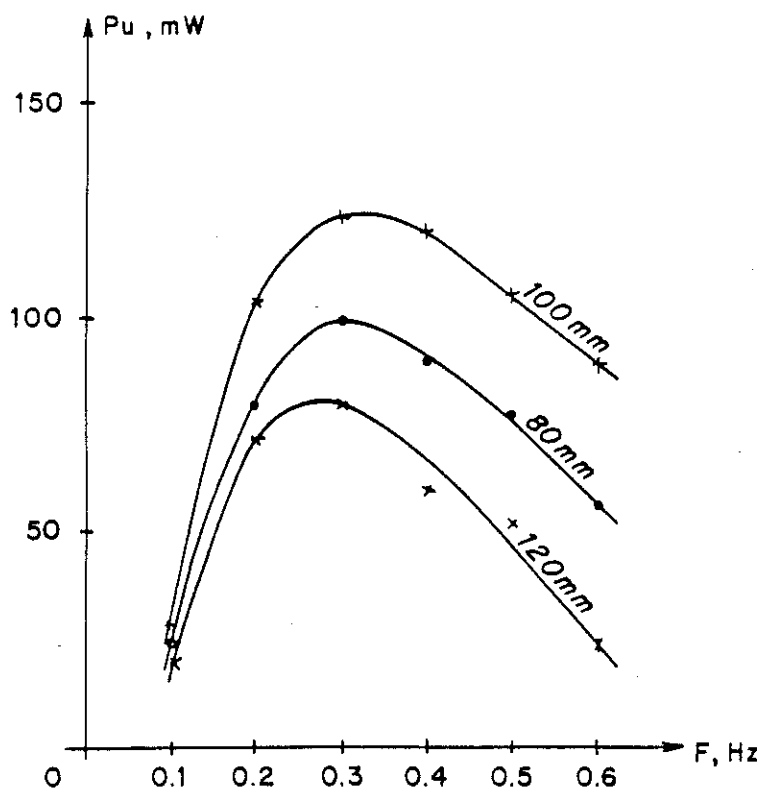


fig. II. 4 : Puissance utile à 2,1 K et 5,5 Tesla, avec HoPO_4 , selon la longueur de la course du piston.

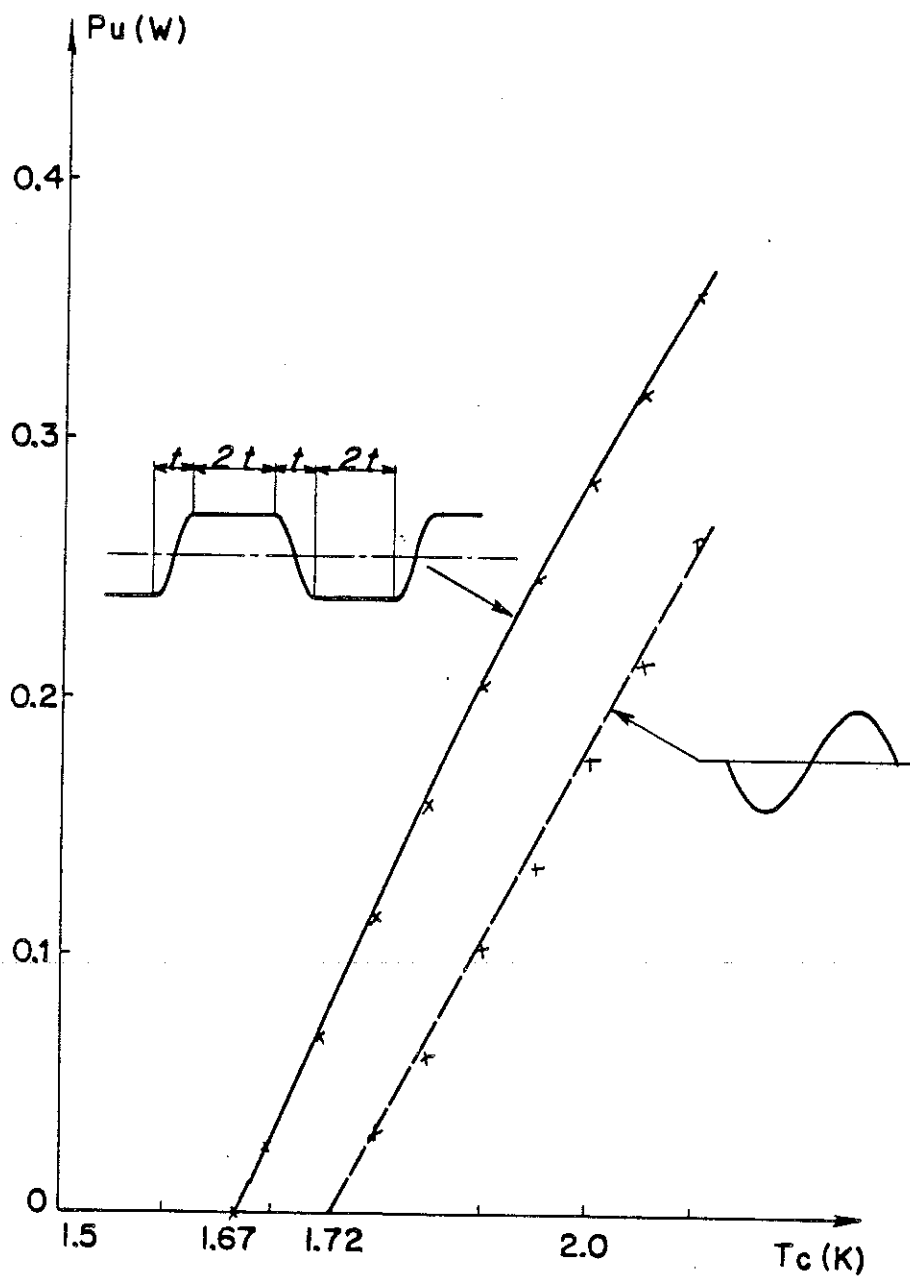


fig. II. 5 : Puissance utile à 0,3 Hz et 5 Tesla avec $Gd_2(SO_4)_3$

le cryostat se désaimantant. Deux bobines de compensation sont nécessaires pour créer le profil de champ représenté à la figure II-3.

Pour limiter les pertes thermiques dans les deux paliers de guidage du piston, par lesquels le bain superfluide est en contact direct avec la source chaude, ceux-ci doivent être longs (40 mm) et ne laisser subsister qu'un jeu très faible (10 à 20 μm au rayon).

La puissance dégagée à la source chaude est déduite de la mesure du débit d'hélium vaporisé.

2. PREMIERS RESULTATS

Les premières expériences ont été faites par C. Delpuech^(1,2), avec des poudres de phosphate d'holmium, HoPO_4 , et de sulfate de gadolinium, $\text{Gd}_3(\text{SO}_4)_3$. La conductivité thermique de ces poudres étant très faible, C. Delpuech a cherché à l'augmenter en incorporant des fils de cuivre répartis en étoile, de sorte qu'aucune boucle de courant ne puisse s'établir.

Comme on peut le voir à la figure II-4, la puissance utile était maximale pour une fréquence de l'ordre de 0,3 Hz. Les courbes de puissance utile P_u en fonction de la température de la source froide de la figure II-5 montrent que le mouvement trapézoïdal, qui accroît le temps d'échange aux sources, augmentait d'environ 100 mW la puissance utile par rapport au mouvement sinusoïdal et permettait d'atteindre une température plus basse : 1,67 K au lieu de 1,72 K. Le meilleur point de fonctionnement à 1,8 K offrait 0,12 Watt de puissance utile avec un facteur de mérite d'environ 5 %, à une fréquence de 0,3 Hz.

En conclusion de sa thèse, C. Delpuech préconisait l'utilisation du grenat de gadolinium et de gallium, ou GGG, comme matériau actif. La supériorité du GGG tient principalement à la possibilité d'avoir des échantillons monocristallins. En effet, la conductivité thermique d'un monocristal est 50 à 100 fois celle d'une poudre, alors que les étoiles de cuivre ne font gagner qu'un facteur 7 à 10⁽¹⁾. En outre, les poudres nécessitent un liant (l'araldite), dans des proportions de 20 à 30 % en volume, ce qui réduit d'autant la quantité de matériau actif. Enfin, les poudres compactées ont tendance à se détériorer avec le temps.

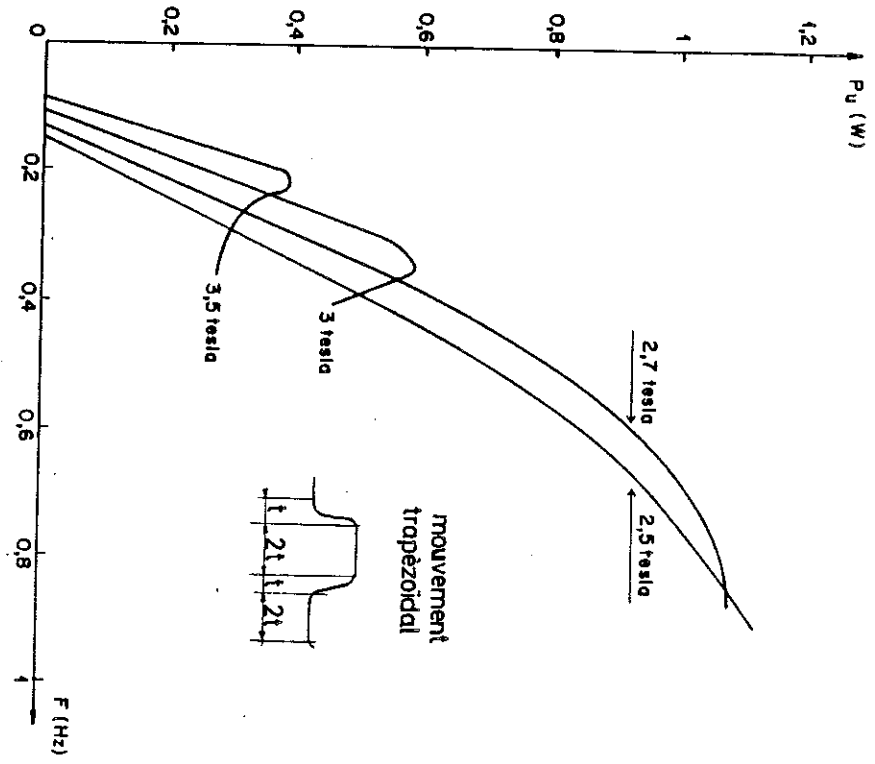


fig. II. 6 : Puissance utile à 1,8 K, avec $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG), en mouvement trapézoïdal.

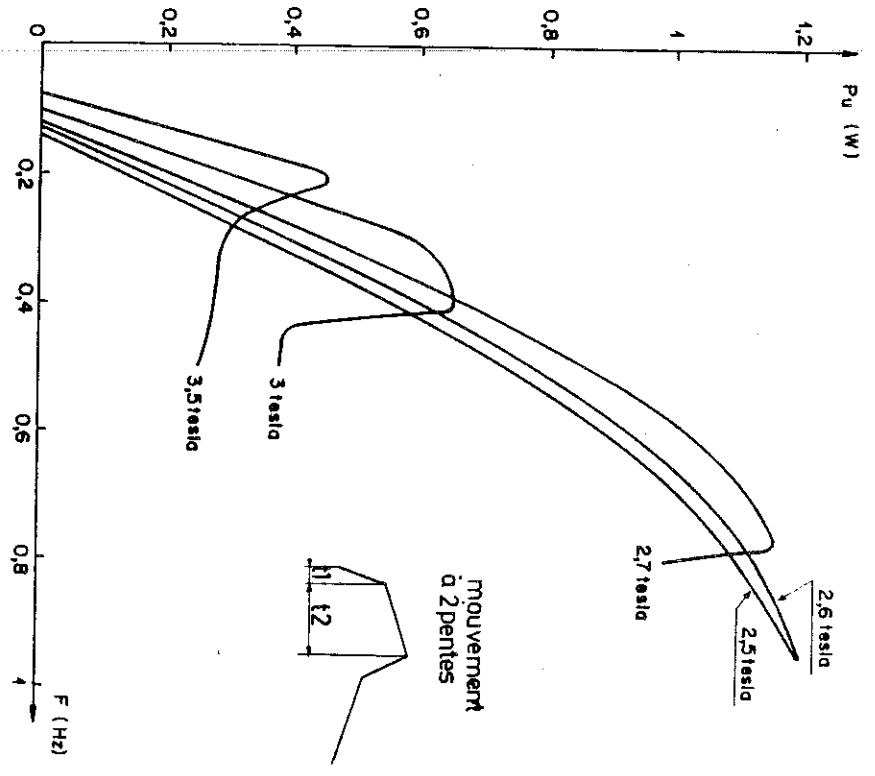


fig. II. 7 : Puissance utile à 1,8 K avec $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) en mouvement "à deux pentes".

3. MOUVEMENT "A DEUX PENTES" ET PREMIERS RESULTATS AVEC DES ECHANTILLONS DE GGG MONOCRISTALLINS

3.1 Mouvement "à deux pentes"

Pour décrire un cycle de Carnot, il faut une aimantation et une désaimantation adiabatiques, mais aussi, une aimantation et une désaimantation isothermes. Avec un profil de champ statique, les aimantations sont obtenues par déplacement de l'échantillon : déplacements rapides pour éviter les échanges de chaleur (adiabatique), lents pour les favoriser (isothermes). C'est ainsi que nous avons défini le mouvement "à deux pentes", représenté à la figure II-2.

3.2 Résultats avec les échantillons de GGG

La forte augmentation de la conductivité thermique, par rapport aux poudres compactées, s'est traduite par la possibilité de faire fonctionner le réfrigérateur à des fréquences plus élevées, allant jusqu'à 1 Hz qui est la limite de bon fonctionnement mécanique de notre appareil.

Les résultats sont très légèrement meilleurs avec le mouvement "à deux pentes" qu'avec le mouvement trapézoïdal : par exemple, les meilleurs points de fonctionnement donnent à 1,8 K :

■ "Deux pentes" : $P_u = 1,2$ Watt à 0,95 Hz, FDM = 45 %

■ Trapézoïdal : $P_u = 1,15$ Watt à 0,85 Hz FDM = 43 %

La température limite, obtenue pour $P_u = 0$, en mouvement "à deux pentes" est de 1,38 K à 0,8 Hz⁽³⁾.

La forme des courbes de puissance en fonction de la fréquence des figures II-6 et II-7 est liée aux échanges de chaleur. A basse fréquence, il n'y a aucune limitation aux transferts thermiques : la puissance est

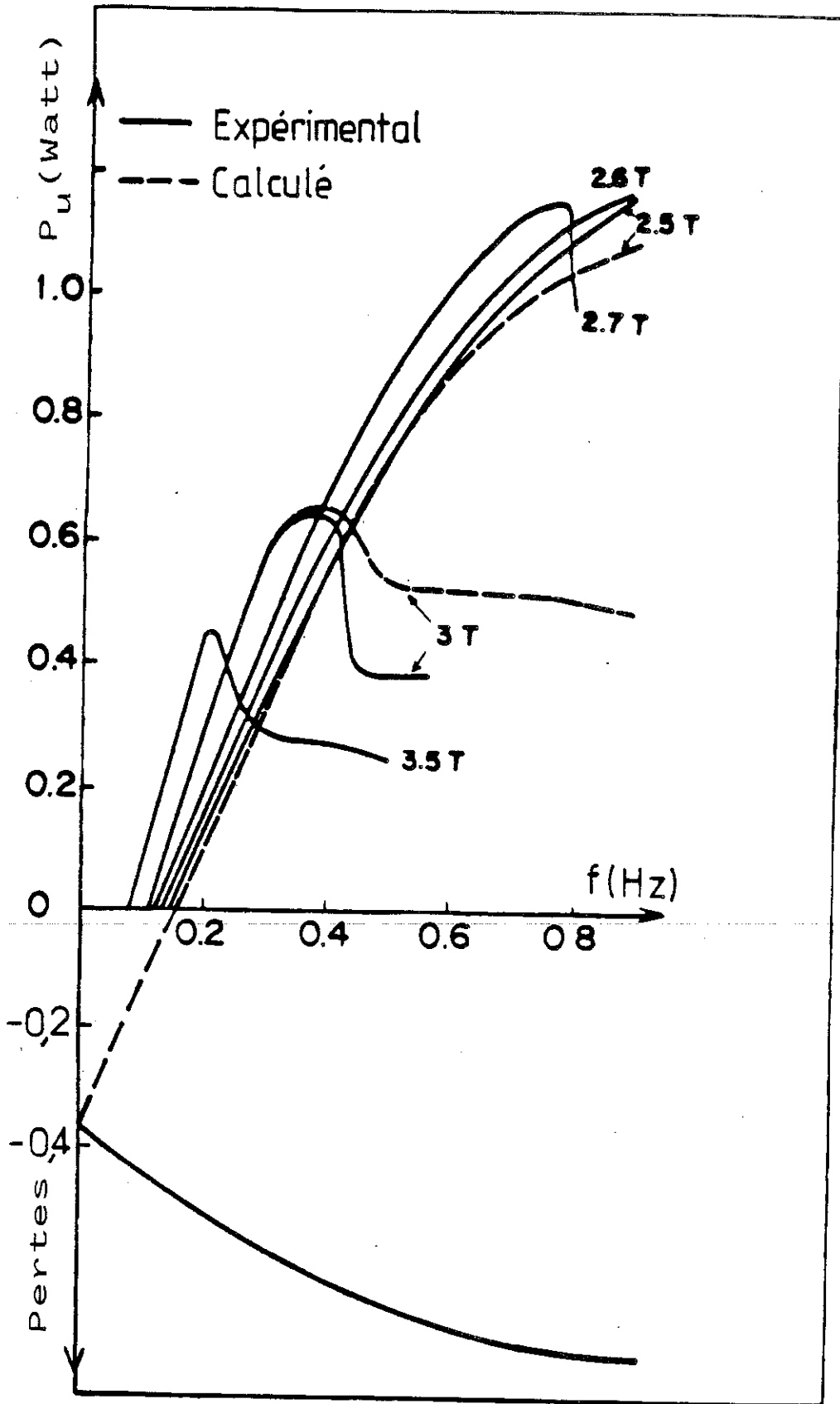


fig. II. 8 : Puissance utile, expérimentale et calculée, et pertes à 1,8K avec du GGG.

proportionnelle au nombre de cycle par seconde et la puissance utile croît linéairement avec la fréquence.

Quand la fréquence devient importante, la puissance n'est plus proportionnelle à la fréquence car les éléments actifs n'ont plus le temps de se réchauffer complètement au contact de la source froide. La limitation vient de la résistance de Kapitza (cf. § 6 du présent chapitre), c'est-à-dire de l'échange de chaleur avec la source froide et éventuellement de la diffusion de chaleur dans l'échantillon.

Enfin, si le champ est suffisamment élevé, supérieur à 2,7 Tesla, la puissance chute brutalement au-delà d'une certaine fréquence dépendant du champ. Cette chute survient lorsque la température du GGG à la fin de l'aimantation adiabatique dépasse la température d'apparition de l'ébullition en film, de l'ordre de 5,2 K. En ébullition nucléée, on pourrait en principe échanger jusqu'à 30 Watt. (1 W/cm^2), en ébullition en film 4 à 5 Watt ($0,2 \text{ W/cm}^2$) seulement.

3.3 Pertes

Les pertes sont de deux natures : pertes statiques, indépendantes de la fréquence, et pertes dynamiques, surcroît de perte dû au mouvement du piston.

Les pertes statiques sont la somme des pertes par conduction dans tous les éléments reliant la source froide à la source chaude, que ce soient des éléments solides ou des canaux remplis d'hélium superfluide, et des pertes dues au thermosiphon engendré par la différence de densité entre l'hélium à 4,2 K et l'hélium à 1,8 K. Ces pertes représentent environ 100 mW pour le cryostat, 100 mW passant dans le jeu entre piston et paliers, 100 mW pour le thermosiphon⁽⁵⁾.

Les pertes dynamiques ont deux origines : d'abord l'entraînement de fluide de la source chaude vers la source froide et réciproquement, d'autre

part, le frottement du piston sur les paliers qui est faible, l'ensemble donnant approximativement 0,5 J/cycle⁽⁵⁾. Le cyclage thermique du piston amène des pertes totalement négligeables, largement inférieures à 1 mW⁽¹⁾.

Les pertes, déterminées expérimentalement⁽⁵⁾, sont représentées en valeurs négatives à la figure II-8.

4. CALCUL DES CYCLES ET DES PUISSANCES ECHANGEES

En première analyse, les pertes chauffent le bain froid en refroidissant le bain chaud. Les puissance P_f et P_c réellement échangées par le GGG se déduisent de la puissance froide mesurée $P_{fm} = P_u$, et de la puissance chaude mesurée P_{cm} , en rajoutant les pertes P_e , et on a :

$$P_f = P_{fm} + P_e \qquad P_{fm} = P_f - P_e$$

ou

$$P_c = P_{cm} + P_e \qquad P_{cm} = P_c - P_e$$

Par ailleurs, on peut calculer les puissances P_f et P_c échangées par le GGG aux températures respectivement $T_f - \theta_f$ et $T_c + \theta_c$, par simulation sur ordinateur. Il faut alors ajuster les coefficients de transfert de chaleur aux sources afin d'obtenir le meilleur accord entre le calcul et l'expérience. Le transfert de chaleur à la source froide fait intervenir la diffusivité dans l'échantillon et la résistance de Kapitza.

Pour l'échange de chaleur à la surface de contact avec le bain superfluide, limité par la résistance de Kapitza, nous avons écrit le flux

de chaleur ϕ passant du GGG à la température $T_f - \theta_f$ au bain à la température T_f sous la forme :

$$\phi = \alpha [T_f^4 - (T_f - \theta_f)^4]$$

où α est un coefficient numérique. Nous verrons au paragraphe 6 du présent chapitre, la justification de cette loi d'échange.

Aux températures considérées dans le calcul, comprises entre 1 et 2 K, la conductivité thermique K vaut :

$$K = 0,035 T^3 \quad (9,10) \quad (K \text{ en } W.cm^{-1}K^{-1})$$

Avec la valeur de chaleur spécifique de Fisher⁽¹¹⁾, la diffusivité thermique D suit approximativement la loi :

$$D = \frac{k}{\rho C} = 0,35 T^4 \quad (D \text{ en } cm^2s^{-1})$$

Cette expression donne une valeur de D que nous savons trop faible. En effet, la conduction thermique, qui intervient dans D , dépend des dimensions de l'échantillon qui, seules, limitent le libre parcours moyen des phonons^(12,13).

Nous avons effectué les calculs menant aux courbes de la figure II-8 en prenant une conductivité et une diffusivité infinie. La valeur de α donnant le meilleur accord avec les courbes expérimentales est :

- Si D infini : $\alpha = 0,010$
- Si $D = 0,35 T^4$: $\alpha = 0,023$

Une fois déterminées les conditions de transfert de chaleur à la source froide, il est possible de tracer le cycle décrit par le matériau magnétique. Les exemples de cycles de la figure II-9 montrent qu'en fait, le matériau décrit des cycles de Brayton et non des cycles de Carnot.

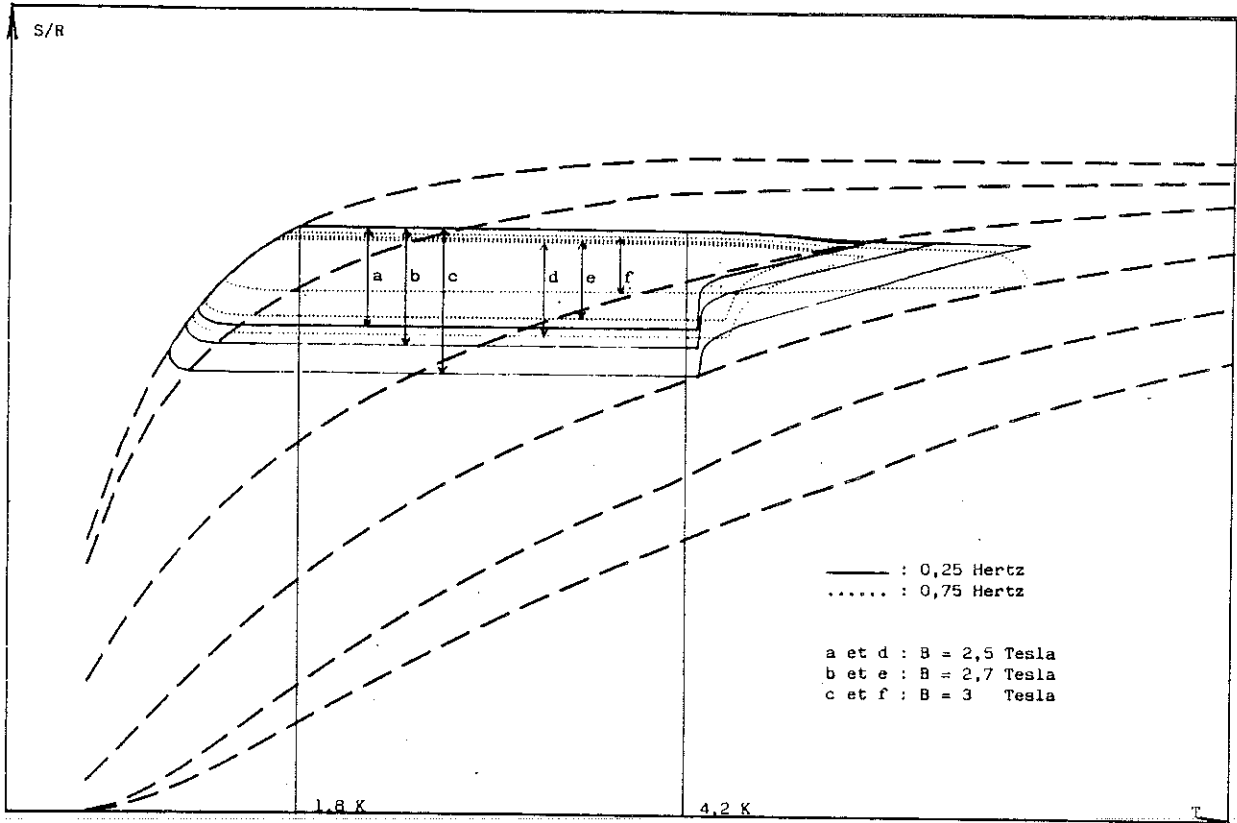


Fig. II. 9 : Exemples de cycles calculés.

Ceci est dû à la forme du profil de champ et à la longueur de la course lente possible. En effet, la longueur de l'échantillon étant de 40 mm, celle du palier de 47 mm et la course de 120 mm, la course lente, qui doit se faire en dehors des paliers, ne peut dépasser 15 mm. Avec une telle course, la variation du champ moyen vu par l'échantillon, est inférieure à 0,5 Tesla pendant l'aimantation isotherme, et est inférieure à 0,1 T pendant la désaimantation isotherme, alors qu'elles devraient être de l'ordre de 1,5 T pour réaliser un cycle de Carnot (cf. figure II-9).

Pour que le cycle se rapproche d'un cycle de Carnot, il faut donc créer un nouveau profil de champ. Mais cela ne suffit pas : il faut, en outre, augmenter la longueur de la course lente. Comme on ne peut pas augmenter la longueur de la course totale de plus de 10 %, pour des raisons mécaniques liées à notre appareil, on doit diminuer la longueur des échantillons, mais la surface d'échange sera elle aussi diminuée (en l'occurrence d'un facteur 2 (4)).

5. NOUVEAU PROFIL DE CHAMP

Connaissant le diagramme entropique de notre matériau, les lois d'échanges de chaleur avec les sources chaude et froide, on peut déterminer rigoureusement le profil de champ $B(z)$ nécessaire pour décrire les transformations isothermes. En effet, considérons un point quelconque du cycle, l'échantillon est à la température T , soumis au champ magnétique B . On souhaite passer du champ B au champ $B + dB$ selon une transformation isotherme. Il faut échanger une quantité de chaleur $dQ = T(dS/dB) dB$. D'après les températures du GGG, de l'hélium, et la loi d'échange de chaleur, on peut calculer le temps dt nécessaire pour échanger dQ . En répétant ce calcul élémentaire pour tous les points du cycle, on déduit une fonction $B(t)$ reliant le champ vu par l'échantillon au temps. Connaissant la loi horaire du mouvement du piston $z(t)$, on peut alors déduire le profil de champ statique $B(z)$.

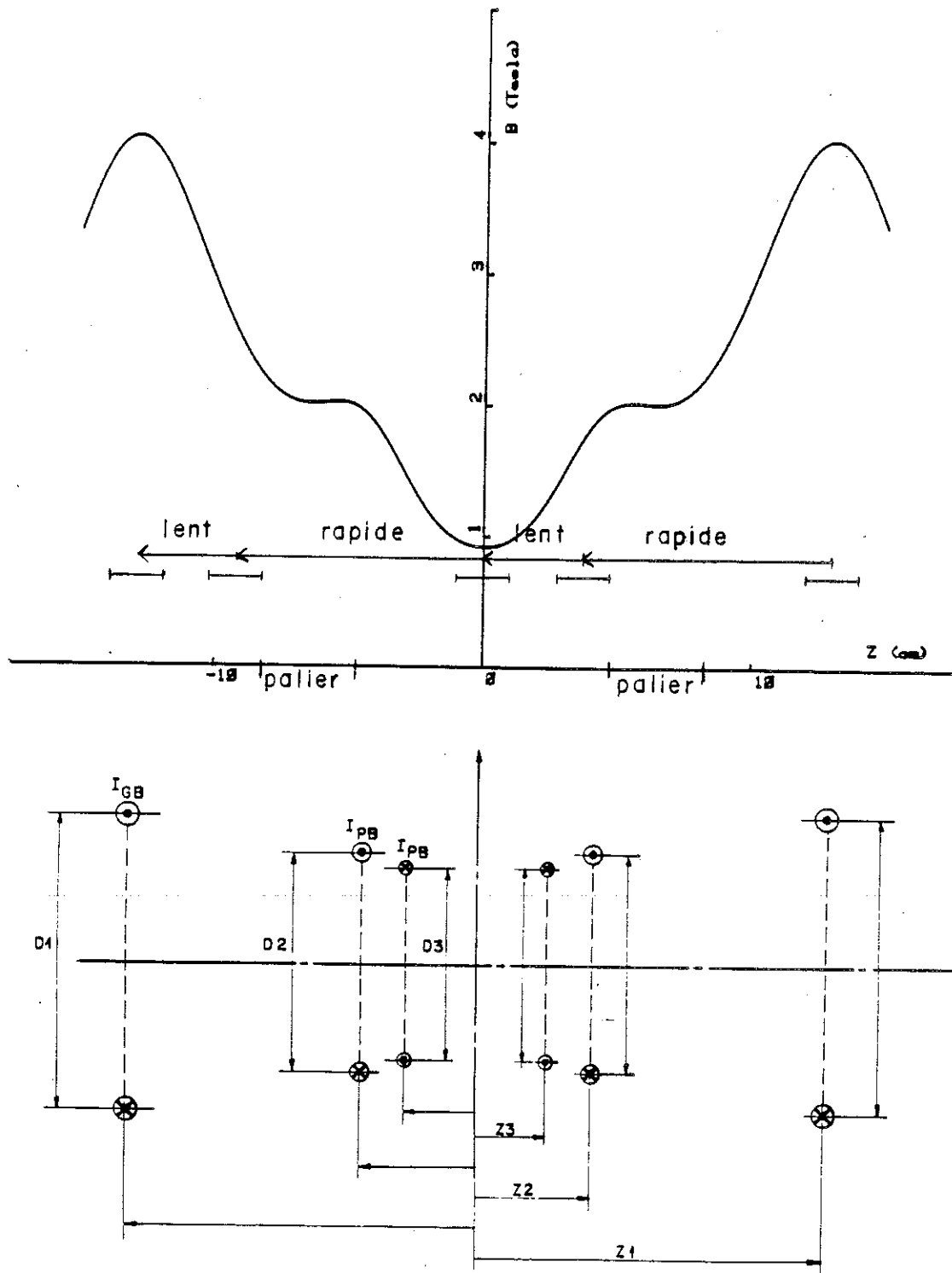


fig. II. 10 : En haut profil de champ ($I_{GB} = 30A$, $I_{PB} = 50A$) et mouvement du piston.

En bas : spires équivalentes, $Z_1 = 13$ cm, $Z_2 = 4,25$ cm, $Z_3 = 2,6$ cm, $D_1 = 11$ cm, $D_2 = 8$ cm, $D_3 = 7,15$ cm, avec respectivement 11383, 1912 et 550 spires.

En pratique, on ne pourra réaliser qu'imparfaitement le profil $B(z)$ calculé. De plus, le profil correspond à un mouvement donné, défini par une fréquence, une course rapide, une course lente, c'est-à-dire qu'il n'y a qu'un seul point de fonctionnement donnant un cycle de Carnot. Il faudra déterminer expérimentalement le mouvement et la fréquence exacte correspondant au profil réel que nous imposons.

Pour pouvoir augmenter la course lente, nous avons augmenté la course totale (130 mm au lieu de 120), diminué la longueur des paliers (38 mm au lieu de 47) et diminué la longueur des échantillons (20 mm au lieu de 40). La course lente peut alors atteindre 35 mm au lieu de 15 précédemment, autorisant des variations de champ pendant la course lente supérieures à 1 T (cf. figure II-10).

5.1 Résultats

Les résultats dépendant fortement d'un grand nombre de paramètres, nous ne présenterons ici que les plus significatifs. Les pertes sont celles que nous avons mesurées avec un barreau entièrement en alumine. Les pertes réelles peuvent être plus élevées dans la mesure où le champ magnétique exerce sur les éléments de GGG, une force supplémentaire tendant à excen- trer le piston par rapport aux paliers.

Fréquence en Hertz	0,244	0,303	0,363
Longueur course rapide (mm)	80	85	85
I_{GB} (A)	30	33,5	33
I_{PB} (A)	57	54,9	53
T_f (K)	2,1	2,087	2,1
Puissance de chauffage (mW)	562	642	925
Pertes (mW)	230	260	280
Puissance chaude meurée (mW)	1 735	2 055	2 885
CDP %	32,4	31,2	32,1
FDM %	64,8	62,9	64,1

Tableau II-1

Dans le tableau II-1, I_{CB} et I_{PB} sont les courants dans les bobines définies à la figure II-10. Les FDM sont les facteurs de mérite calculés d'après les puissances de chauffage du bain superfluide et du débit d'hélium évaporé à la source chaude.

A partir des résultats du tableau II-1, et en admettant que la conduction thermique du GGG est infinie, on peut déduire la valeur du coefficient α dans l'expression du flux de chaleur ϕ à la source froide : $\alpha = 0,008 \text{ W.cm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Cette valeur est un peu inférieure à l'estimation précédente ($\alpha = 0,010$).

5.2 Conclusion

L'ensemble des travaux sur la réfrigération entre 1,8 K et 4,2 K, relatés jusqu'ici, est plus complètement exposé dans la référence 5 (Alain LACAZE, Thèse de Docteur-Ingénieur) et la référence 6.

Si les résultats obtenus sont satisfaisants à 2,1 K où on enregistre des facteurs de mérite supérieurs à 60 %, par contre, à 1,8 K, la puissance frigorifique compense à peine les pertes. D'autre part, au-delà de 0,4 Hz, la puissance et le rendement décroissent. Ces résultats sont dus au fait que la conductance de Kapitza est très faible. Après la thèse de Docteur-Ingénieur, le travail a consisté à chercher à améliorer l'échange de chaleur à la source froide et à caractériser cet échange en mesurant la résistance ou la conductance de Kapitza.

6. CONDUCTANCE DE KAPITZA ENTRE GGG ET HELIUM SUPERFLUIDE

6.1 Montage expérimental

Pour mieux connaître la conductance de Kapitza, nous avons fait usiner trois échantillons de GGG avec des états de surface différents. L'échantillon A a reçu un poli mécanique de rugosité apparente $R_a = 0,007$. L'échantillon B a été rodé avec $R_a = 0,25$. Enfin, l'échantillon C est brut de sciage.

Les mesures ont été effectuées dans l'hélium superfluide non saturé (cryostat double bain⁽¹⁴⁾) à cinq températures comprises entre 1,6 et 2 K.

Comme le montre la figure II.11, les échantillons sont des cylindres de diamètre 11,28 mm (1 cm² de section) placé dans le vide, muni à une extrémité d'une plaque chauffante électrique tenue par un doigt en verre époxy. Deux résistances de carbone fixées par des colliers sur l'échantillon, permettent de déterminer la conductivité thermique et d'en déduire, par extrapolation, la température du GGG à la surface de contact avec l'hélium superfluide.

La figure II.12 montre que nos mesures de conductivité thermique sont un facteur 2 au-dessus de celles de Daudin⁽⁹⁾. Ceci est dû au fait que les températures les plus élevées au cours de nos mesures étant inférieures à 4 K, le libre parcours moyen des phonons, et par suite, la conduction thermique, n'est limitée que par les dimensions de l'échantillon qui est un parallélépipède de 20 x 4 x 4 mm³ pour Daudin et un cylindre de 20 mm de long et de diamètre 11,28 pour nous.

La conductance de Kapitza h_k est définie comme la limite quand ΔT tend vers zéro du rapport $P/S \cdot \Delta T$, où ΔT est l'écart de température qui apparaît entre le solide et le liquide quand le flux de chaleur P traverse la surface de séparation S .

$$h_k = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{P}{S \cdot \Delta T}$$

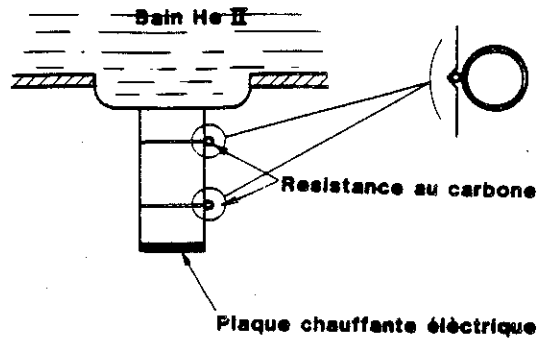


fig. II. 11 : Montage des échantillons pour la mesure de conductances de Kapitza.

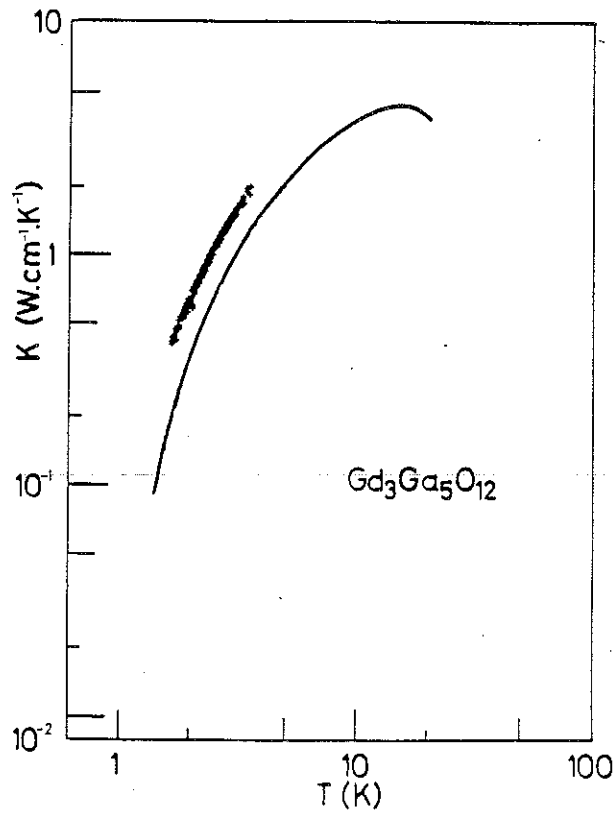


fig. II. 12 : Conductivité thermique réelle de nos échantillons comparée à la courbe de Daudin⁹, la conductivité plus forte s'explique par l'effet des dimensions des échantillons.

Quand ΔT tend vers zéro, la précision de mesure devient médiocre. Dans notre cas, pour $\Delta T/T < 0,02$, l'erreur sur $P/S.\Delta T$ peut dépasser 10 %. La valeur de h_k est donc déterminée par extrapolation des courbes $P/S.\Delta T$ en fonction de ΔT .

Avant de présenter les résultats expérimentaux, nous allons présenter les deux principales théories prédisant la valeur de h_k : la limite de rayonnement des phonons^(14, 15), qui donne la limite supérieure de h_k , et la théorie du désaccord acoustique de Khalatnikov^(15, 18) qui donne sa limite inférieure. Toutes les valeurs de conductance de Kapitza mesurées sont comprises entre ces deux limites, lesquelles diffèrent d'un facteur généralement supérieur à 100. Snyder⁽¹⁵⁾ précise que pour un diélectrique, les valeurs mesurées sont à un facteur deux ou trois près celles prédites par la limite supérieure (rayonnement des phonons), mais signale que pour l'alumine Al_2O_3 , une valeur observée est supérieure à la limite de phonon^(15, 20), on en verra plus loin la raison.

6.2 Limite de rayonnement des phonons

Le nombre dn de phonons d'énergie $\hbar\omega$ traversant une surface dA du solide et venant sous l'angle d'incidence compris entre θ et $\theta + d\theta$, pendant le temps dt est :

$$dn = (N(\omega) d\omega) (v dt) (2\pi \sin \theta d\theta) \left(\frac{\cos \theta dA}{4\pi} \right)$$

avec

$$N(\omega) d\omega = \frac{4\pi \omega^2 d\omega}{(2\pi)^3 v^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}$$

(densité de mode entre ω et $\omega + d\omega$ multipliée par la distribution d'énergie de Bose Einstein)

et v = vitesse de groupe des phonons.

Le flux d'énergie \dot{Q} dt dA traversant la surface dA est donc :

$$\dot{Q} dt dA = \int_0^{\omega_D} \hbar \omega dn = \int_0^{\omega_D} \hbar \omega N(\omega) d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{v}{2} \cos \theta \sin \theta d\theta dt dA$$

où $2\pi \omega_D$ = fréquence de Debye.

On en déduit :

$$\dot{Q} = \frac{v}{4} \int_0^{\theta_D/T} \frac{(kT)^4}{2\pi^2 \hbar^3 v^3} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

avec θ_D = température de Debye = 520 K pour GGG(19).

Aux très basses températures $\theta_D \gg T$ et on peut étendre l'intégrale à l'infini. On a alors :

$$\dot{Q} = \frac{\pi^4}{15.8 \pi^2} \frac{k^4 T^4}{\hbar^3 v^2} = \frac{\pi^5}{15} \frac{k^4 T^4}{h^3 v^3}$$

En général, les phonons dans un solide ont un mode longitudinal caractérisé par une vitesse v_i et deux modes transverses caractérisés par une vitesse v_t différente de v_i . Il faut sommer sur ces trois modes et on obtient finalement :

$$\dot{Q} = \sum_{i=1}^3 \dot{Q}_i = \frac{\pi^5}{15} \frac{k^4 T^4}{h^3} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{v_i^3}$$

A l'équilibre thermodynamique, les deux faces de la surface reçoivent un flux \dot{Q} et le bilan est nul, mais si une face se trouve à T_1 et l'autre à T_2 , il apparaît un bilan non nul et la puissance traversant l'unité de surface sera :

$$\frac{P}{S} = \dot{Q}(T_1) - \dot{Q}(T_2) = \frac{\pi^5}{15} \frac{k^4}{h^3} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{v_i} (T_1^4 - T_2^4) \quad (1)$$

On retrouve donc une expression comparable à la loi de Stefan pour le rayonnement des photons.

En revenant à la définition de la conductance de Kapitza on peut écrire :

$$h_K = \frac{dQ}{dT} = \frac{4\pi^5}{15} \frac{k^4}{h^3} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{v_i} T^3 \quad (2)$$

On peut écrire h_K en faisant intervenir la température de Debye θ_D au lieu des vitesses du son. En effet :

$$\sum_{i=1}^3 \frac{1}{v_i} = \frac{3}{\theta_D} \frac{h^2}{k} \left(\frac{3N}{4\pi} \right)^{2/3}$$

avec N = nombre d'atomes dans l'unité de volume.

On a alors :

$$h_K = \frac{4\pi^5}{15} \frac{k^2}{h\theta_D^2} \left(\frac{3N}{4\pi} \right)^{2/3} T^3 \quad (3)$$

Cette dernière formule n'est applicable que si on peut définir un nombre d'atomes. Prenons l'exemple de l'alumine Al_2O_3 . Snyder⁽²⁰⁾ rapporte qu'à 1,9 K la limite de phonon est : $h_K = 0,15 \text{ W.cm}^{-2}\text{K}^{-1}$ et que la plus grande valeur expérimentale observée est de $0,16 \text{ W.cm}^{-2}\text{K}^{-1}$, soit plus que la limite de rayonnement des phonons. En prenant pour N le nombre de molécules Al_2O_3 par unité de volume et $\theta_D = 1000 \text{ K}$, dans la formule (3), on obtient bien $0,15 \text{ W.cm}^{-2}\text{K}^{-1}$ à 1,9 K. Mais en prenant les vitesses de son

données par Ettinger (16) :

$$v_i = 11\,000 \text{ m/s} \quad \text{et} \quad v_t = 6\,040 \text{ m/s}$$

On calcule avec la formule (2) $h_K = 0,44 \text{ W.cm}^{-2}\text{K}^{-1}$ à 1,9 K ($h_K = 0,0642 \text{ T}^3$), valeur qui est effectivement supérieure à la plus grande valeur observée expérimentalement.

Pour le GGG, Daudin (9) donne $v_i = 6\,350 \text{ m/s}$ et $v_t = 3\,570 \text{ m/s}$ d'où on déduit par la formule (2) :

$$h_K = 0,185 \text{ T}^3 \quad (\text{W.cm}^{-2}\text{K}^{-1})$$

6.3 Théorie du désaccord acoustique de Khalatnikov

Dans le flux d'énergie $Q \text{ dt dA}$ on fait intervenir un coefficient de transmission $\alpha(\theta)$:

$$Q \text{ dt dA} = \int_0^{\omega_0} \hbar\omega N(\omega) d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{v}{2} \alpha(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \text{ dt dA}$$

le coefficient α dépend des impédances acoustiques des 2 milieux considérés et fait donc intervenir $\rho_{\text{liq}} v_{\text{liq}}$, $\rho_{\text{sol}} v_{\text{long}}$ et $\rho_{\text{sol}} v_{\text{trans}}$ $\rho =$ densité, $v =$ vitesse, liq = liquide, sol = solide, long = longitudinal, trans = transversal, (il n'y a pas de mode transverse dans le liquide).

En tenant compte que $\rho_{\text{liq}} \ll \rho_{\text{sol}}$ et $v_{\text{liq}} \ll v_{\text{trans}}$ ou v_{long} , on obtient :

$$Q = \frac{4\pi^5}{15} \frac{kT}{h} \frac{\rho_{\text{liq}} v_{\text{liq}}}{\rho_{\text{sol}} v_{\text{trans}}} f\left(\frac{v_{\text{long}}}{v_{\text{trans}}}\right)$$

Pour le GGG, Hakuraku⁽²¹⁾ donne :

$$h_K = \frac{dQ}{dT} = 0,001 T^3$$

6.4 Résultats expérimentaux avec le GGG

Nous avons reporté à la figure II-13 les valeurs de h_K déterminées expérimentalement en fonction de la température du bain pour nos trois échantillons A, B et C. Les courbes en traits pleins correspondent aux meilleures lois de la forme $h_K = a T^n$. De plus, nous avons porté la courbe de Y. Hakuraku⁽²⁴⁾ pour le GGG, soit $h_K = 0,067 T^{3,15} \text{W.cm}^{-2}\text{K}^{-1}$, celle de Wey-Yen⁽⁷⁾ pour le cuivre, soit $h_K = 0,048 T^{2,6}$, ainsi que la courbe $h_K = 0,185 T^3$ correspondant à la limite supérieure donnée par la théorie du rayonnement de phonon. La limite inférieure prédite par la théorie du désaccord acoustique de Khalatnikov est trop faible pour être représentée à la figure II-13.

Pour un écart de température ΔT non nul entre liquide et solide, le flux de chaleur P/S peut s'écrire d'après la formule (1) :

$$P/S = h_K \cdot \Delta T \cdot (1 + 1,5 \delta + \delta^2 + 0,25 \delta^3)$$

où

$$\delta = \Delta T / T_{\text{bain}}$$

En utilisant cette expression, nous avons tracé en traits pleins, figure II-14, le flux de chaleur déduit des lois en $a T^n$ pour nos échantillons A et C en plus des valeurs mesurées.

Précisons que des lois de la forme $h_K = b T^3$, où b vaut respectivement 0,0985, 0,0695 et 0,0532 pour les échantillons A, B et C, permettent de prédire les flux de chaleur correspondant à nos points de mesure avec une erreur relative moyenne de 6,2 % au lieu de 4,8 % pour les lois de la

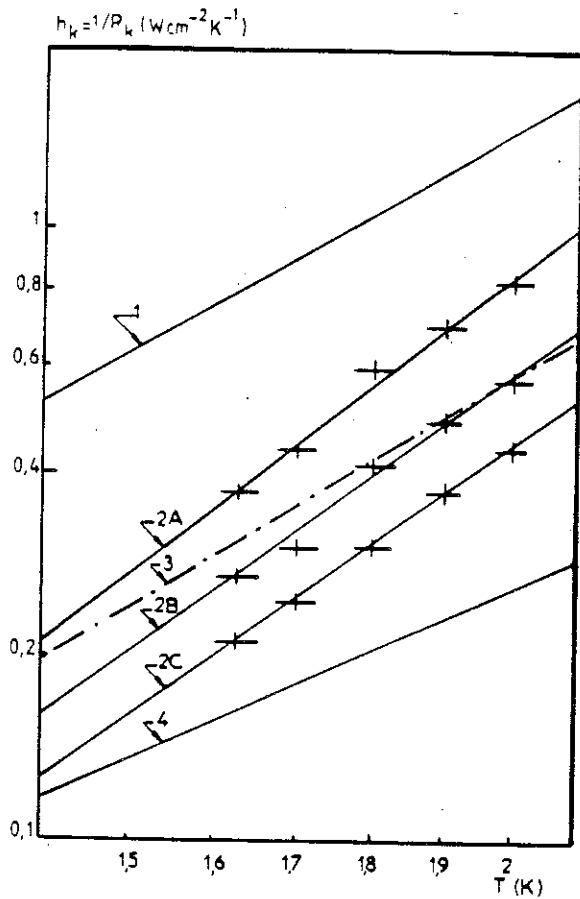


fig. II. 13 : Conductances de Kapitza.

1. Limite du rayonnement des phonons pour GGG : $h_K = 0,185 T^3 W cm^{-2} K^{-2}$

2. Echantillons de GGG A, B et C (8) :

A : $h_K = 0,0532 T^{4,04}$

B : $h_K = 0,0445 T^{3,76}$

C : $h_K = 0,0358 T^{3,68}$

3. GGG d'après Hakuraku (21)

$h_K = 0,067 T^{3,15}$

4. Cu d'après Wey Yen (15)

$h_K = 0,048 T^{2,06}$

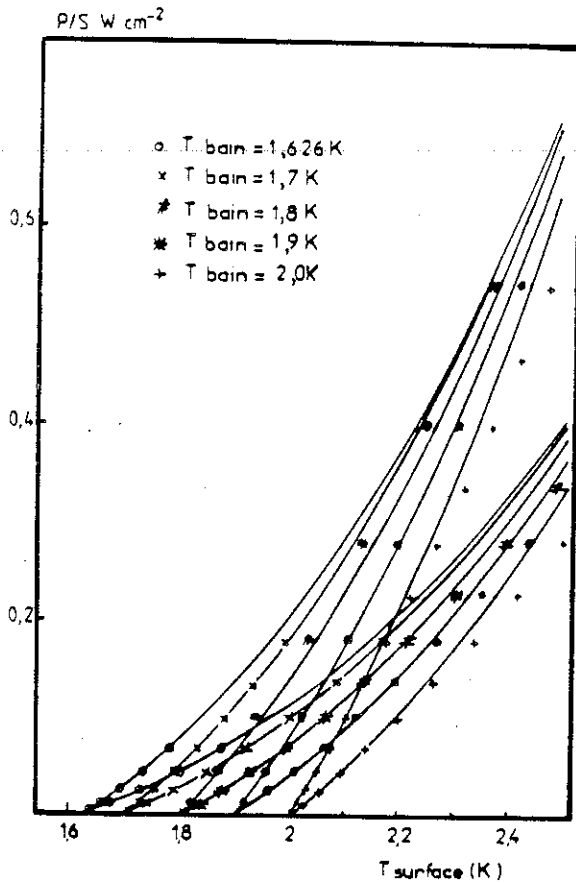


fig. II. 14 : Valeurs expérimentales de flux de chaleur comparées aux valeurs déduites des lois $h_K = 0,0532 T^{4,04}$ et $h_K = 0,0358 T^{3,68}$, pour les échantillons A et C

forme $h_K = a T^n$. La figure II-15 montre pour nos trois échantillons les points expérimentaux et les courbes calculées avec les différentes corrélations.

Il ressort de nos mesures, que la conductance de Kapitza du GGG est supérieure à celle d'un cuivre ordinaire, alors que la limite de phonon pour le cuivre est environ 2,4 fois supérieure à celle pour le GGG. Nos trois échantillons A, B et C, présentent des conductances de Kapitza nettement différentes, valant respectivement environ, 50, 40 et 30 % de la limite supérieure donnée par la théorie de la limite de radiation de phonon, ou encore respectivement 100, 70 et 50 fois la limite inférieure prédite par la théorie du désaccord acoustique de Khalatnikov.

Notons que la valeur de la conductance de Kapitza du GGG donnée par Y. Hakuraku, est en accord avec nos résultats pour l'échantillon B.

On voit donc l'attention qu'il faut porter dans les applications technologiques telles que la réfrigération magnétique, au polissage des surfaces d'échange, qui permet de doubler le flux de chaleur comme c'est le cas pour notre échantillon A par rapport à l'échantillon C.

D'un point de vue physique, il est connu que les dislocations modifient peu ou pas la conductance de Kapitza, d'autre part, une surface rugueuse devrait plutôt l'augmenter (surface développée plus grande). Il ne nous reste pour justifier la différence de conductance entre nos échantillons qu'une seule hypothèse vraiment plausible : la conductance mesurée n'est qu'une conductance apparente.

En effet, lors d'un polissage mécanique ou d'une découpe à la meule, la maille cristalline est détruite sur une épaisseur d'au moins 10 fois le diamètre des grains d'abrasifs. Pour nos échantillons, on peut admettre que l'épaisseur perturbée est d'au moins 2 à 3 μm pour l'échantillon A, plus de 20 μm pour l'échantillon B, et 50 μm au moins pour l'échantillon C. Dans cette épaisseur perturbée, on a des microcraquelures, des inclusions de cuivre et de grains d'abrasifs, et éventuellement des fragments en provenance d'objets usinés précédemment.

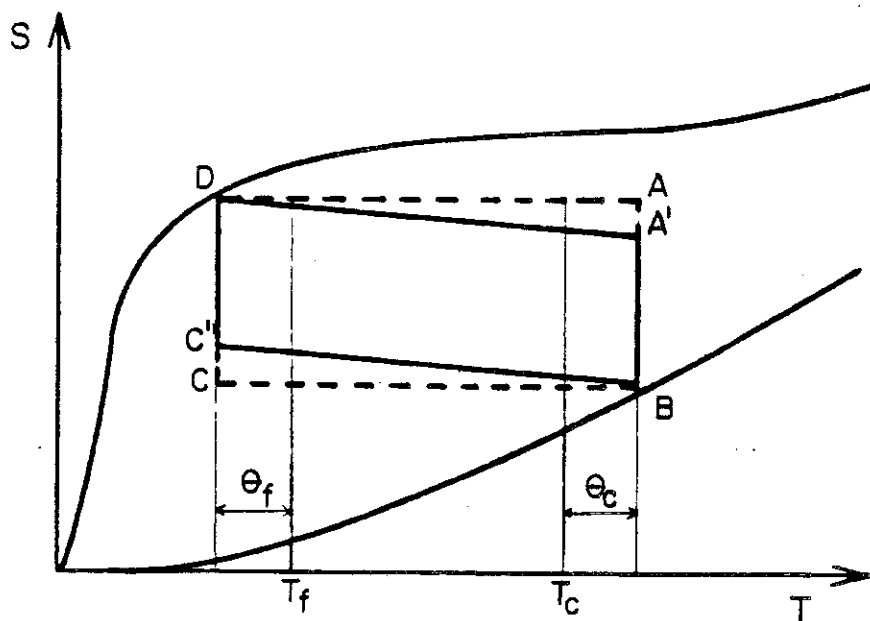


fig. II. 16 : Le cycle de Carnot ABCD devient le cycle A'B C'D à échange interne entre le GGG et l'Hélium contenu dans les rainures. (diagramme et cycle schématiques).

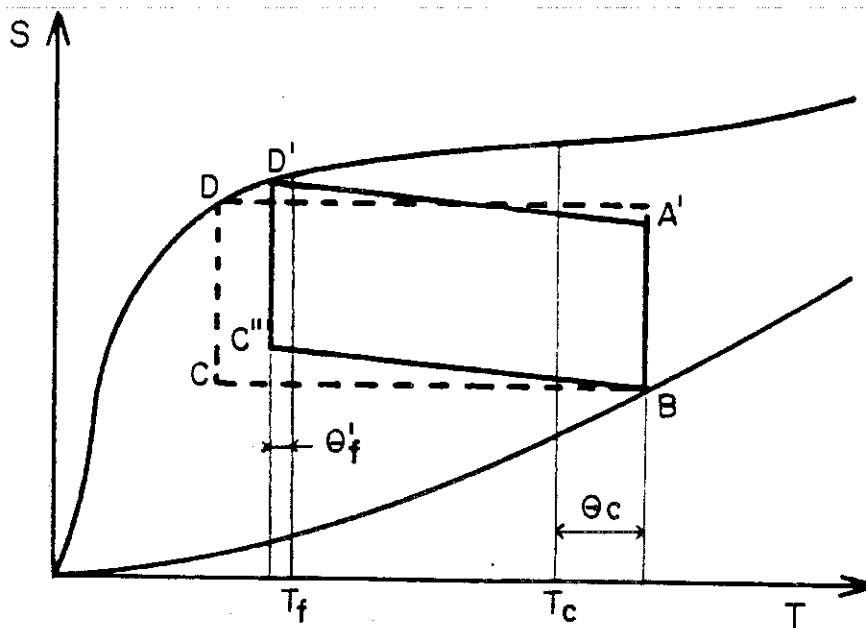


fig. II. 17 : l'augmentation de la surface d'échange réduit l'écart de température θ_f nécessaire pour l'échange de chaleur à la source froide.

7.1 Résultats

Là-encore, nous ne présenterons que les résultats les plus significatifs. Avec une température du bain superfluide de 2,1 K, nous avons obtenu :

- Meilleur facteur de mérite : FDM = 79 % à 0,6 Hz
avec une puissance utile de 2,2 W⁽⁷⁾
- Plus grande puissance utile : P_u = 2,35 W à 0,8 Hz⁽⁷⁾

L'augmentation de la puissance utile nous a permis de travailler à nouveau avec un bain superfluide à 1,8 K. Les meilleures performances à 1,8 K sont obtenues à 0,8 Hz avec une puissance utile P_u = 1,35 W et un facteur de mérite FDM = 53 %⁽⁷⁾.

7.2 Discussion des résultats

Une conséquence de la faible largeur de rainures est que l'hélium qui s'y trouve ne se déplace pas, par rapport au GGG, durant les mouvements rapides du piston correspondant aux aimantations et désaimantations adiabatiques. La surface d'échange est suffisamment grande pour que l'on puisse considérer que l'hélium dans les rainures est pratiquement à la même température que le GGG. D'ailleurs, en se référant aux diagrammes de Groeber, on peut estimer que durant les phases adiabatiques (courses rapides), plus de 90 % de l'enthalpie de l'hélium contenu dans les rainures est échangée avec le GGG, avec pour conséquence, que le cycle devient un cycle avec échange interne. Ceci est illustré à la figure II-16 où les transformations adiabatiques DA et BC que l'on avait avant de creuser les rainures, sont remplacées par les transformations DA' et BC' qui sont, en fait, des transformations adiabatiques pour l'ensemble GGG + hélium contenu dans les rainures. On remarquera que les cycles ABCD et A'BC'D ont le même facteur de mérite, par contre, le cycle A'BC'D enlève moins d'énergie par cycle (puissance P_f) à la source froide. En effet, en notant f la fréquence, m la masse de GGG, S l'entropie massique du GGG, la puissance froide s'écrit :

$$P_{ABCD} = m f \int_C^D T dS = m f (T_f - \theta_f) (S_D - S_C)$$

$$P_{A'BC'D} = m f \int_C^D T dS = m f (T_f - \theta_f) (S_D - S_{C'}) < P_{ABCD}$$

Le cycle subit une deuxième modification due aux rainures : la surface d'échange avec la source froide étant plus grande, l'écart de température devient $\theta'_f < \theta_f$. L'aspect final du cycle est celui du cycle A'BC''D' de la figure II-17.

Durant la transformation C'D' et pour la même variation d'entropie la température du GGG est plus élevée et le cycle A'BC''D' peut enlever à chaque cycle une plus grande quantité d'énergie que le cycle A'BC'D à la source froide sans en rejeter plus à la source chaude, il a donc un meilleur rendement.

D'après les résultats expérimentaux, en l'absence de rainures (c'est-à-dire quand $A = 15 \text{ cm}^2$) on peut écrire :

$$P_f = 0,008 A (T_f^4 - (T_f - \theta_f)^4) \quad (4)$$

Avec les rainures, $A = 40 \text{ cm}^2$, et d'après les résultats de nos mesures de conductance de Kapitka, pour l'échantillon scié (C), on peut admettre que :

$$\alpha A = \frac{P_f}{T_f - (T_f - \theta_f)} = 0,008 \times 15 + 0,015 \times 25 = 0,45$$

D'autre part, la puissance froide s'écrit :

$$P_f = m f \int T dS = m f (T_f - \theta_f) \Delta S \quad (5)$$

Pour les cycles qui peuvent être réalisés avec nos bobines de champ et, compte tenu de la masse de GGG, on peut estimer que⁽⁷⁾ :

$$m \Delta S \approx 2 \text{ J.K}^{-1} \quad (6)$$

A l'aide des équations (4) et (5), on peut calculer la puissance P_f et la fréquence en fonction de l'écart de température θ_f .

Quand θ_f augmente, la puissance que l'on peut échanger augmente (eq. 4), mais on réduit l'énergie enlevée à chaque cycle (eq. 5) et le

rendement du cycle. De plus, si θ_f devient trop grand, l'estimation (6) n'est plus valable et le ΔS réel diminue fortement. En pratique θ_f ne peut dépasser environ 0,4 K.

Le tableau II-2 donne les valeurs de f , P_f et P_c pour $\theta_f = 0,4$ K calculées dans différents cas. On s'aperçoit que dans le cas des rainures, la puissance dégagée à la source chaude correspond à plus de 0,5 W/cm², soit la moitié du flux limite en ébullition nucléée dans l'hélium. Expérimentalement, il est impossible d'ajuster la température et le flux de chaleur de sorte à dépasser ces 0,5 W/cm². Et de fait, on n'a jamais dépassé une puissance chaude de 7,5 W (expérimentalement).

T_f	Sans rainures $\alpha A = 0,12$			Avec rainures $\alpha A = 0,45$		
	f	P_f	P_c	f	P_f	P_c
1,8 K	0,29	0,8	2,55	1,07	3	10,5
2,1 K	0,39	1,33	3,55	1,47	5	14,8

Tableau II-2

Avec $m\Delta S = 2 \text{ J.K}^{-1}$, la fréquence limite est de 0,8 Hz. Cette nouvelle limitation mène aux valeurs du tableau II-3.

A 0,8 Hz, les pertes sont de l'ordre de 0,4 à 0,5 W à 2,1 K et de 0,6 à 0,7 W à 1,8 K. Les valeurs du tableau II-3 sont donc en bon accord avec l'expérience.

T_f	$\alpha A = 0,45$		
	f	P_f	P_c
1,8 K	0,8	2,19	7,5
2,1 K	0,8	2,98	7,5

Tableau II-3

8. CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons réalisé un réfrigérateur magnétique fonctionnant selon un cycle de Carnot, entre un bain d'hélium superfluide sous pression atmosphérique (1,8 à 2,1 K) et un bain d'hélium bouillant à 4,2 K avec du grenat de gadolinium gallium comme matériau actif.

De bons rendements de réfrigération sont obtenus en adaptant le mouvement du piston et le profil de champ magnétique. D'autre part, nous avons montré que l'échange de chaleur avec la source froide, à travers la résistance de Kapitza, peut être amélioré au moyen de rainures usinées dans le piston et en améliorant le polissage des éléments actifs en GGG.

Sur notre prototype, il paraît inutile de chercher à augmenter le nombre de rainures puisqu'on a atteint la limite de la puissance pouvant être rejetée à la source chaude et de la puissance froide correspondante. Toutefois, des rainures supplémentaires permettraient un fonctionnement à plus basse température.

On peut espérer améliorer encore les résultats sur un nouveau prototype doté d'une course et d'un profil de champ encore mieux adaptés, avec une variation totale du champ plus importante.

BIBLIOGRAPHIE

1. C. Delpuech, "Contribution à l'étude de la réfrigération magnétique entre 4,2 et 1,8 K", Thèse, Université de Grenoble (1980).
2. C. Delpuech, R. Béranger, G. Bon Mardion, G. Claudet and A.A Lacaze, "Double acting reciprocating magnetic refrigerator : first experiments", *Cryogenics*, 21, 1981, 579-584.
3. A.F. Lacaze, R. Béranger, G. Bon Mardion, G. Claudet, C. Delpuech, A.A. Lacaze, "A gadolinium gallium garnet double acting reciprocating magnetic refrigerator", *Adv. Cryogenic Engineering*, 27, 1982, 703-709.
4. A.F. Lacaze, A.A. Lacaze, R. Béranger and G. Bon Mardion "Thermodynamical analysis of a double acting reciprocating magnetic refrigerator", *Proc. Ninth Int. Cryogenic Engineering Conf. Butterworth & Co*, 1982, 14-17.
5. A.F. Lacaze, "Refrigeration magnétique continue dans le domaine de l'hélium superfluide", Thèse, Université de Grenoble (1982).
6. A.F. Lacaze, R. Béranger, G. Bon Mardion, G. Claudet and A.A Lacaze, "Efficiency improvements of a double acting reciprocating magnetic refrigerator", *Cryogenics*, 23, 1983, 427-431.
7. A.F. Lacaze, R. Béranger, G. Bon Mardion, G. Claudet and A.A. Lacaze, "Double acting reciprocating magnetic refrigerator : recent improvements", *Adv. Cryogenic Engineering*, 29, 1984, 573-579.
8. A.F. Lacaze, "Conductance de Kapitza entre GGG et hélium superfluide", *Accepté pour publication dans C.R. Acad. Sc.*
9. B. Daudin, B. Salce, "Conductivité thermique de $Gd_3Ga_5O_{12}$ ", *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 293, 1981, 885-888.

10. B. Daudin, R. Lagnier, B. Salce, "Thermodynamic properties of the gadolinium gallium garnet, $Gd_3Ga_5O_{12}$ between 0.05 and 25 K", J.M.M.M., 27, 1982, 315-322.
11. R.A. Fisher, G.E. Brodale, E.W. Hornung and W.F. Giauque, "Magnetothermodynamics of gadolinium gallium garnet", J. of Chem. Phys., Vol. 59, n° 9, 1973, 4652.
J. of Chem. Phys., Vol. 61, n° 1, 1974, 282.
J. of Chem. Phys., Vol. 62, n° 10, 1975, 4041.
12. C. Kittel, "Introduction à la physique de l'état solide", Dunod, 1972.
13. J. Callaway, "Model for lattice thermal conductivity at low temperature", Phys. Rev., Vol. 13, n° 4, 1959, 1046-1051.
14. R.E. Jones, W.B. Pennebaker, "Temperature transients in thin films", Cryogenics, 3, 1963, 215-219.
15. N.S. Snyder, "Thermal conductance at the interface of a solid and helium II (Kapitza conductance) N.B.S. Tech. Note 385, 1969.
16. H. Etinger, "Un modèle macroscopique de la résistance de Kapitza. Analyse d'un modèle d'écho de polarisation pour une poudre piézo-électrique", Thèse à l'Université de Grenoble, 1979.
17. W.A. Little, "The transport of heat between dissimilar solids at low temperature". Can. J. Phys., 37, 1959, 334-349.
18. L.J. Challis, "Kapitza resistance and acoustic transmission across boundaries at high frequencies", J. Phys. C : Solid State Phys., Vol. 7, 1974, 481-495.
19. Landolt-Börnstein
New Series, III 12 a, Springer-Verlag, 1978, 346.

20. N.S. Snyder, "Heat transport through helium II : Kapitza conductance",
Cryogenics 10, 1970, 89-95.
21. Y. Hakuraku, "Kapitza conductance of the gadolinium gallium garnet,
 $Gd_3Ga_5O_{12}$, between 1.4 K and 2.1 K",
Cryogenics, 24, 1984, 156-158.
22. A.M. de Goer, M. Locatelli, C. Laermans, "Thermal phonon transport
study of the defects created in quartz single crystals by different
irradiations",
Journal de Physique, Colloque C6, supplément au n° 12, t. 42, 1981,
78-80.

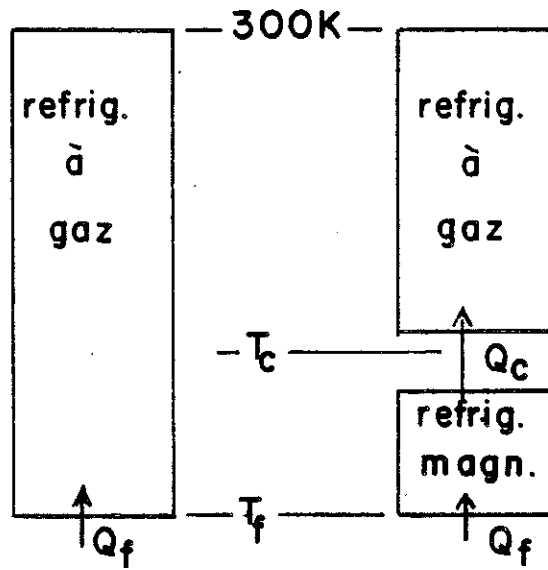


fig. III.1 : Association en série d'un réfrigérateur classique et d'un réfrigérateur magnétique. La comparaison de rendement avec le réfrigérateur classique de gauche doit se faire à égalité de puissance frigorifique Q_f .

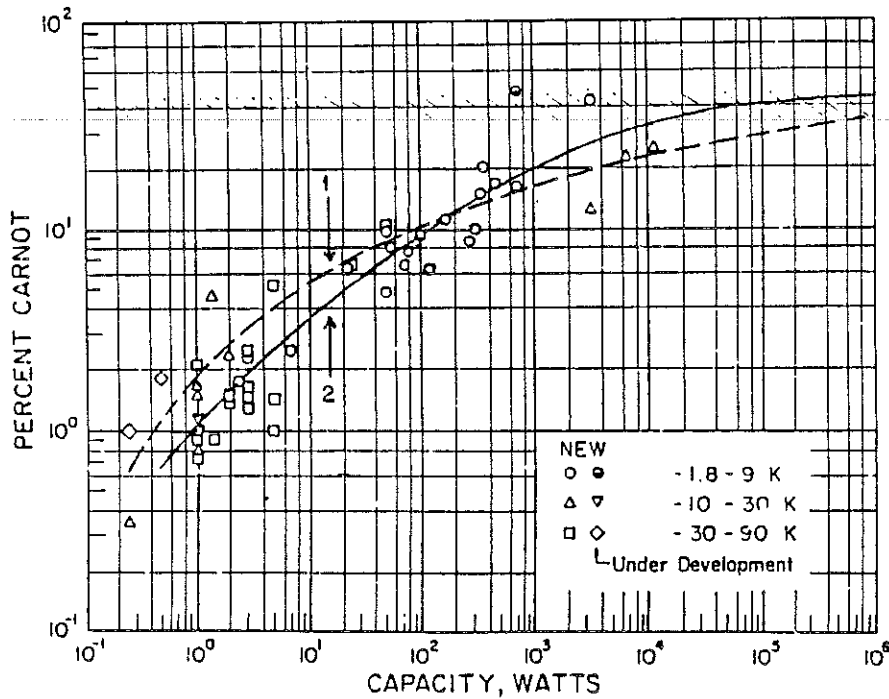


fig. III.2 : Rendement par rapport à Carnot des réfrigérateurs classiques d'après Strobridge (1). 1-courbe de Strobridge. 2-machines récentes uniquement.

Le rendement de l'étage à gaz du réfrigérateur mixte sera $\eta_c(\dot{Q}_c)$, celui du réfrigérateur à gaz enlevant directement la puissance frigorifique \dot{Q}_f à T_f sera $\eta_c(\dot{Q}_f)$. Pour que le rendement du réfrigérateur mixte soit meilleur que celui du réfrigérateur classique, il faut que le facteur de mérite FDM de l'étage magnétique vérifie :

$$\frac{\dot{Q}_f}{Q_c} \frac{T_c}{T_f} = \text{FDM} > \alpha \frac{\eta_c(\dot{Q}_f)}{\eta_c(Q_c)}$$

avec

$$\alpha = \frac{300 - T_c + \eta_c(\dot{Q}_c)T_c}{300 - T_f + \eta_c(Q_f)T_f}$$

(Le facteur α est peu différent de 1 si $T_c \ll 300$ K). Nous avons tracé, à la figure III-3, la valeur minimale de FDM en fonction de \dot{Q}_f pour différents couples de température T_c et T_f . Pour une température T_f donnée, plus la température T_c est élevée, plus bas est le seuil à atteindre pour le facteur de mérite du réfrigérateur magnétique. Ceci tient au fait que le réfrigérateur magnétique transfère la chaleur vers un niveau de température plus élevé où la réfrigération classique est plus performante. Mais, si le seuil est plus bas, il n'en est pas forcément plus facile à atteindre.

Par ailleurs, plus la puissance frigorifique est grande, plus le seuil est élevé.

Pour des puissances froides \dot{Q}_f de l'ordre de 1 watt, le rendement des réfrigérateurs classiques est, d'après la courbe de Strohbridge, à peu près proportionnel à $\sqrt{\dot{Q}_f}$. On peut réécrire la relation donnant le seuil sous la forme :

$$\text{FDM} > \alpha \left(\frac{\dot{Q}_f}{Q_c} \right)^{1/2}$$

soit

$$\text{FDM} > \alpha^2 \frac{T_f}{T_c} \approx \frac{T_f}{T_c}$$

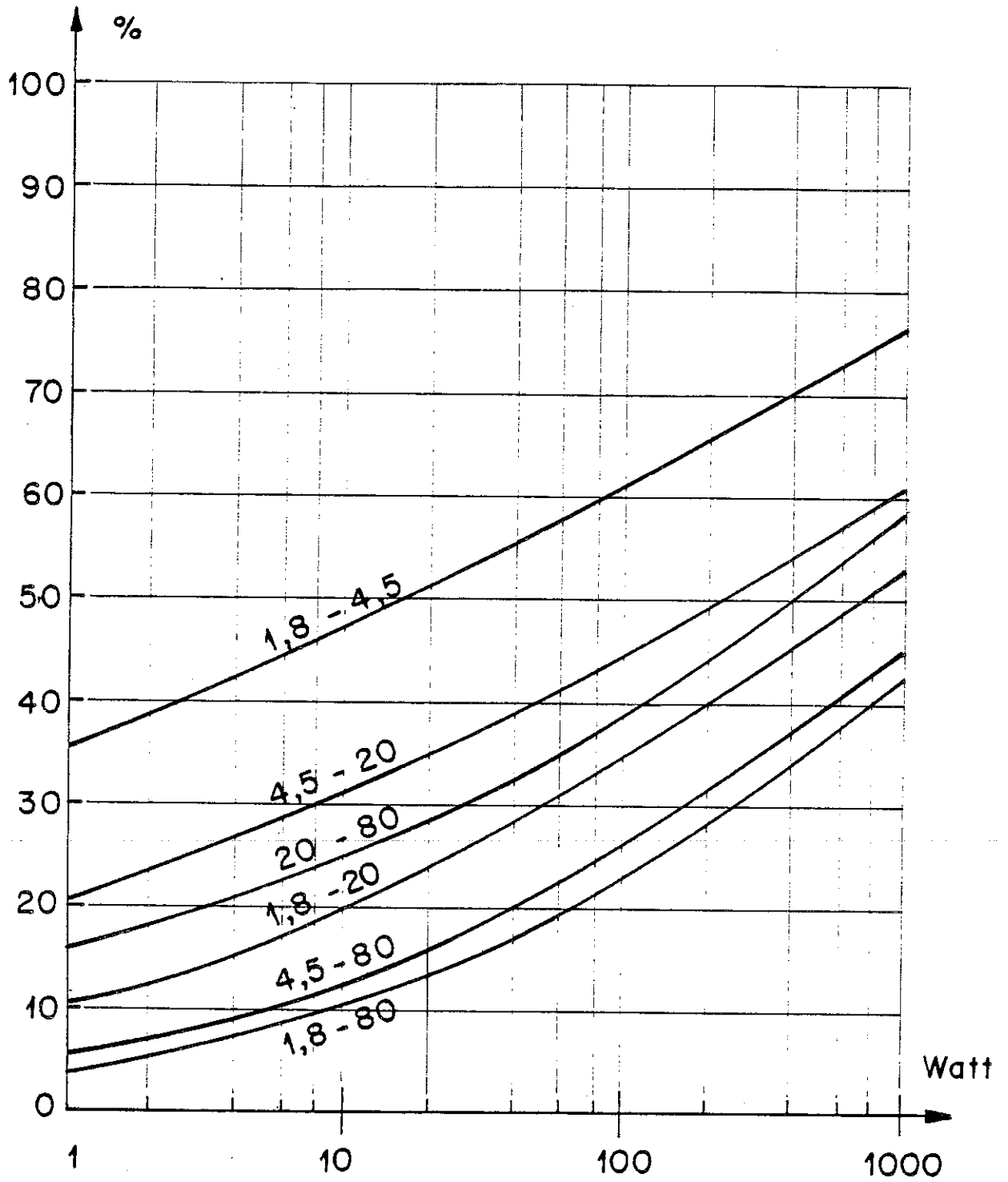


fig. III. 3 : Valeur minimale du facteur de mérite du réfrigérateur magnétique dans le cas de l'association en série avec un réfrigérateur classique, en fonction de la puissance froide et de la gamme de température.

Lorsque la puissance frigorifique \dot{Q}_f devient très grande, le rendement par rapport à Carnot, tend vers une valeur limite de 40 %. On a alors $\eta_c(\dot{Q}_c) = \eta_c(\dot{Q}_f) = 0,4$. L'expression du seuil en facteur de mérite s'écrit alors :

$$FDM > 1 - \frac{0,6(T_c - T_f)}{300 - 0,6 T_f} \approx 1 - 0,002 T_c$$

Le gain de performance que peut apporter la réfrigération magnétique diminue, en valeur relative, quand la puissance froide augmente. Mais comme nous allons le voir maintenant, le réfrigérateur magnétique peut intervenir directement dans le fonctionnement du réfrigérateur à gaz. L'adaptation mutuelle des étages magnétiques et classiques permet alors un gain substantiel, même pour des réfrigérateurs de grande puissance, pour lequel l'effet de taille ne joue plus. Pour le mettre en évidence, nous allons partir d'un réfrigérateur classique à cycle de Claude, à une turbine et prérefroidissement à l'azote liquide, ce qui suppose une puissance froide supérieure à 100 W à 4 K. Les performances de ces éléments constitutifs seront indépendants de la puissance afin de rendre compte de ce que l'on pourrait faire sur un réfrigérateur de très grande puissance froide.

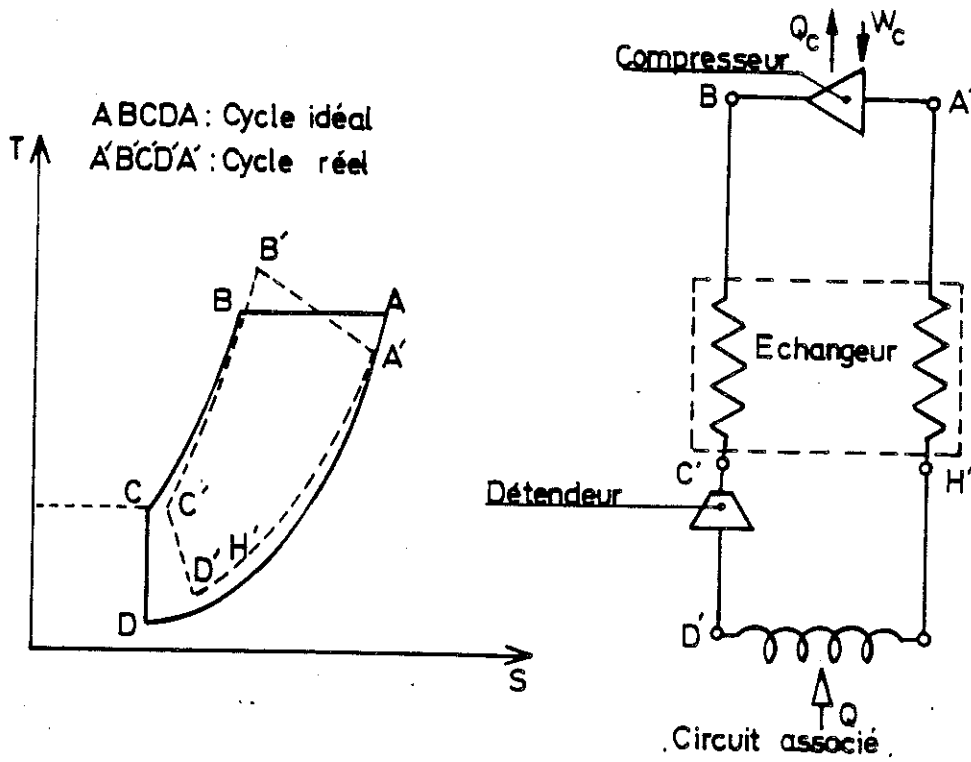


fig. III. 4 : Cycle de Brayton

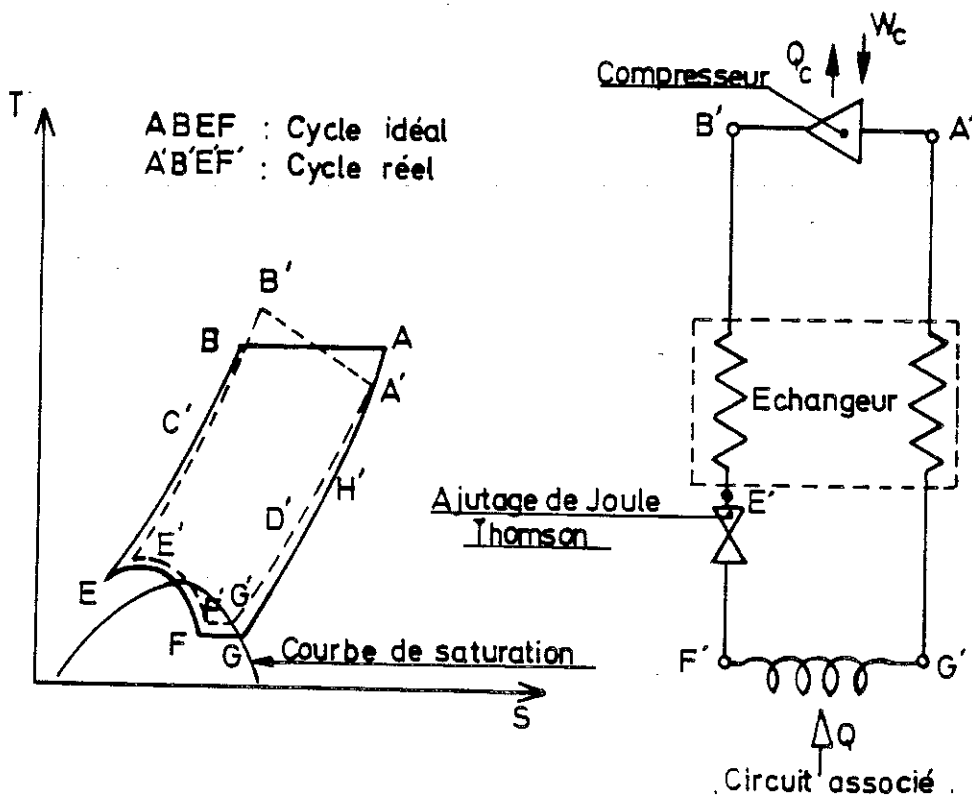


fig. III. 5 : Cycle de Joule-Thomson.

2. CYCLE A GAZ DE REFERENCE

2.1 Cycle de Claude

L'étage le plus froid d'un réfrigérateur fonctionnant vers 4 K est généralement constitué d'un échangeur et d'une vanne de détente Joule-Thomson. On peut ainsi obtenir une détente par des moyens plus simples et plus fiables qu'avec une machine de détente avec récupération du travail, turbine ou piston qui ne tolèrent guère la présence de fluide sous deux phases.

Avant de parvenir à ce dernier étage, l'hélium doit être pré-refroidi en-dessous de sa température d'inversion de l'effet Joule-Thomson, soit en-dessous de 40 K. Rappelons qu'au-dessus de la température d'inversion, une détente de Joule-Thomson mène à un échauffement et qu'au-dessous on a un refroidissement du fluide.

Parmi tous les cycles de réfrigération utilisables pour obtenir le prérefroidissement, le cycle de Brayton utilise une machine de détente adiabatique produisant du travail suivi d'un échauffement à pression constante, il fournit une source froide non isotherme, bien adaptée au prérefroidissement.

Le cycle de Claude, association du cycle de Brayton décrit à la figure III-4 et du cycle de Joule-Thomson décrit à la figure III-5, est décrit dans sa version la plus simple à la figure III-6. Le cycle de Claude peut être réalisé avec différents arrangements des éléments constitutifs du réfrigérateur.

Pour une étude plus détaillée du cycle de Claude à une turbine, on se reportera aux travaux de Dif⁽³⁾ et de Mulhenshaupt et Strobridge⁽⁴⁾.

2.2 Caractéristiques des éléments communs aux réfrigérateurs de cette étude

Tous les réfrigérateurs à 4,2 K que nous considérerons seront supposés disposer d'un compresseur, d'une turbine de détente, d'une cascade

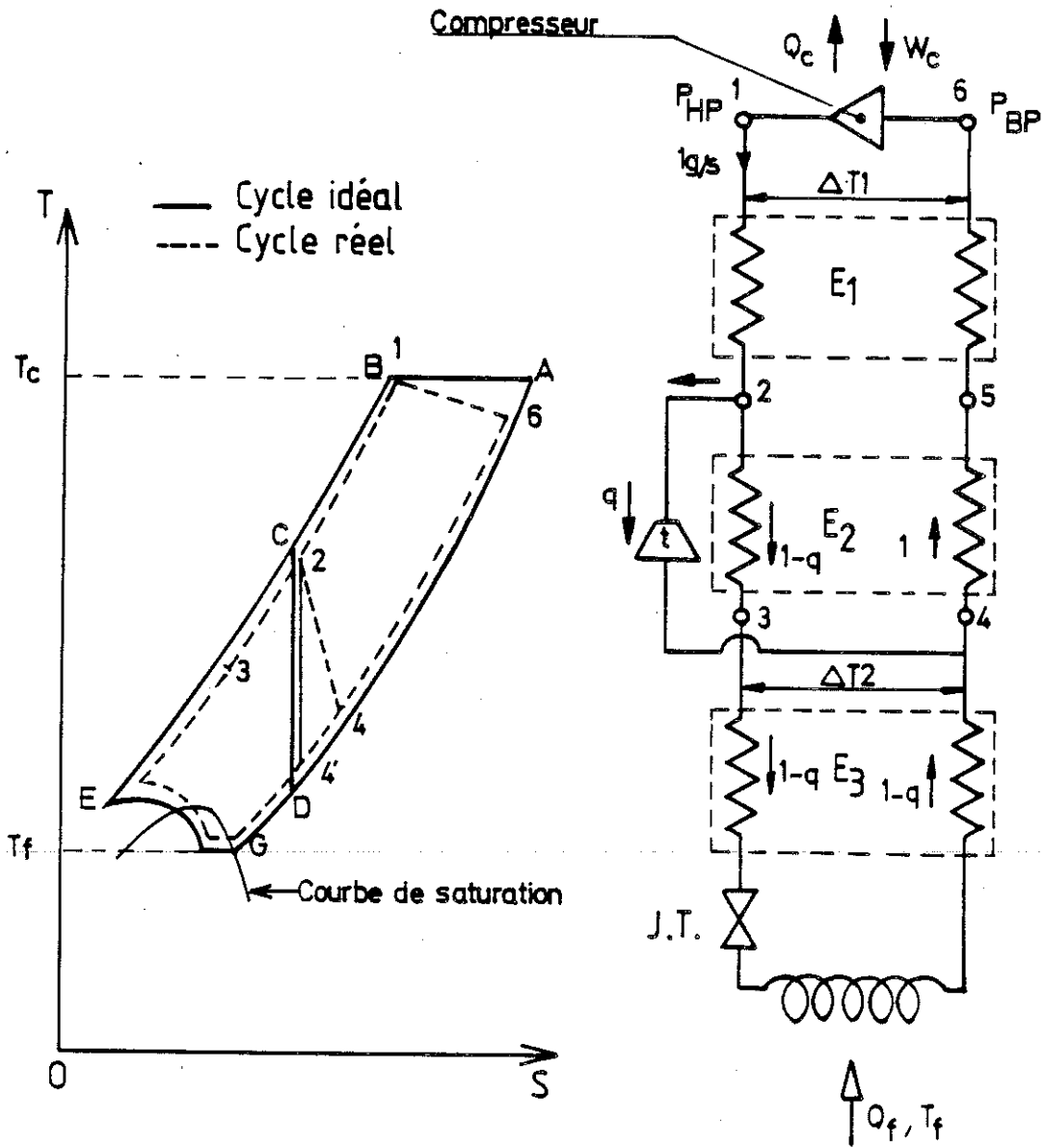


fig. III. 6 : Cycle de Claude.

d'échangeurs, et d'un prérefroidissement à l'azote pour fixer une température de référence de 77,3 K.

- Le rendement isentropique de la turbine η_t est pris égal à 70 %, c'est-à-dire que, avec les notations de la figure III-6 :

$$\eta_t = 0,7 = \frac{H_2 - H_4}{H_2 - H_4'}$$

Cette valeur de rendement isentropique est plausible sur une large gamme de température et de taux de détente.

- Pour le rendement du compresseur, il n'existe pas de valeur numérique universelle. Nous ferons l'étude selon deux hypothèses : soit un rendement de compression indépendant du taux de compression, soit un rendement de compression dépendant du taux de compression.
 - ♦ Quand le rendement de compression est indépendant de la pression, nous le prendrons égal à 1, car sa valeur effective est la même dans tous les cas et ne change rien à l'optimisation de chaque réfrigérateur et à la comparaison des réfrigérateurs entre eux.
 - ♦ Dans un deuxième temps, nous appliquerons un rendement de compresseur dépendant de la pression. Pour cela nous pourrions prendre la loi de variation donnée par Dif⁽³⁾ : $\eta = 0,8574 - 0,017857 P$ (cf figure III-7.a). P en atmosphère, η rendement de compression par rapport à l'isotherme.

Toutefois, à cette relation, nous préférons la courbe de la figure II-7.b issue d'une note de Verdier⁽⁵⁾ reprenant des résultats de mesures par R. Byrns, de Berkeley. Cette courbe peut être approximée au-dessus de 2,5 bars par la droite :

$\eta = 0,59 - 0,0115 P$. On notera que le rapport de ces deux rendements vaut 1,5 à 2,5 bars et 1,45 à 25 bars.

Le travail de compression à la température T_c s'écrit pour un débit de 1 g/s :

$$W_c = \frac{R T_c}{M \eta} \log\left(\frac{P_{HP}}{P_{BP}}\right)$$

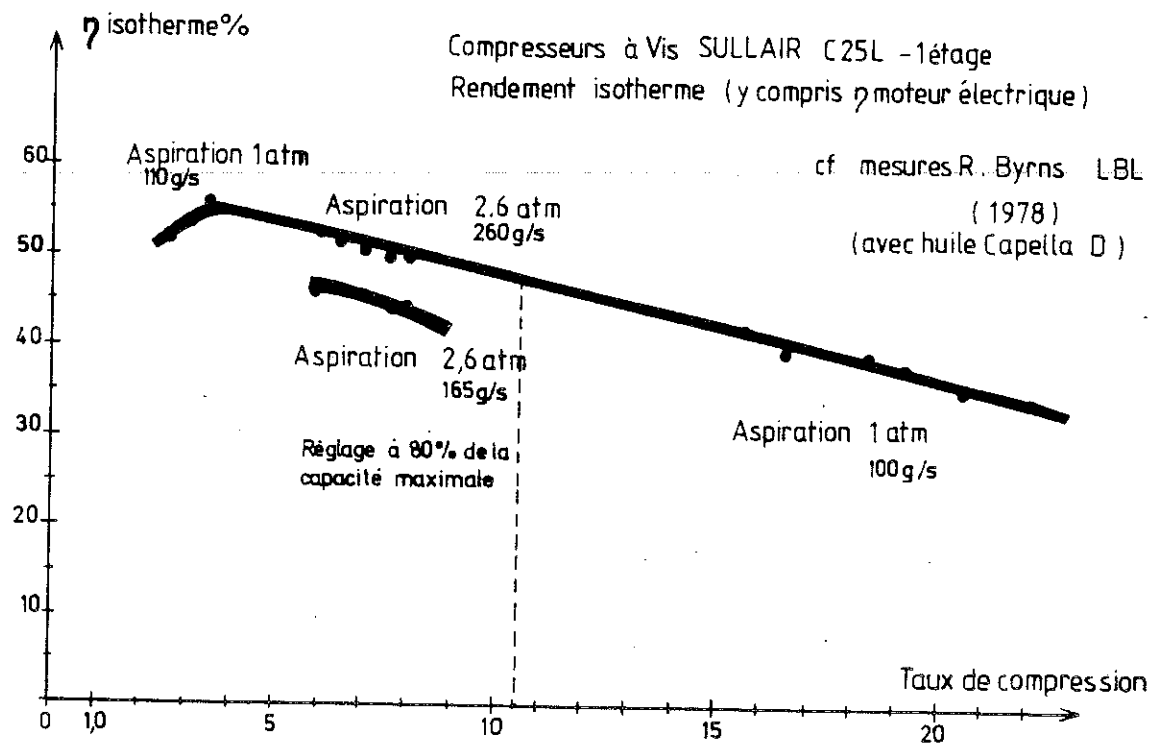
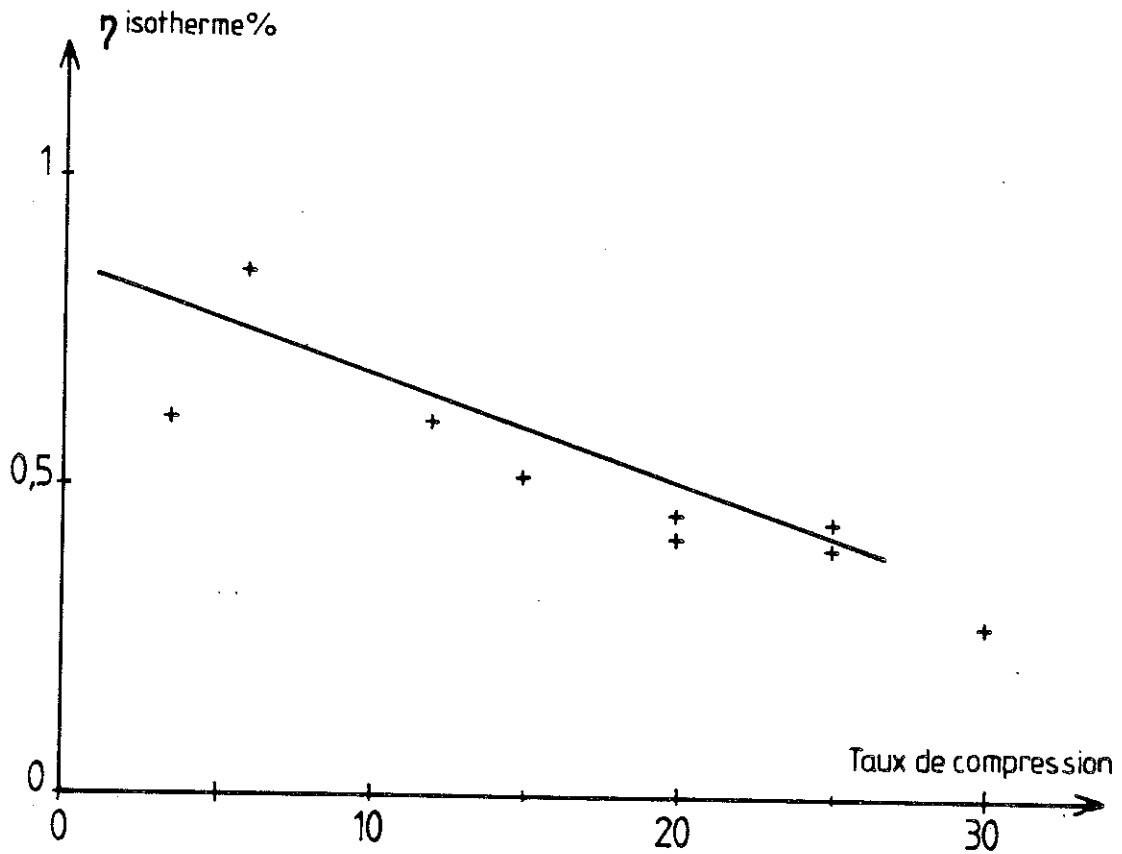


fig. III. 7 : Rendement du compresseur selon Dif⁽²⁾ (en haut) et Verdier⁽⁴⁾ (en bas).

Le rendement par rapport au cycle de Carnot η_c (basé sur le travail) sera :

$$\eta_c = \frac{\dot{Q}_f}{W_c} \left(\frac{T_c}{T_f} - 1 \right) = \frac{\dot{Q}_c}{R \text{Log}\left(\frac{P_{HP}}{P_{BP}}\right)} \frac{M \eta}{T_f} \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_c} \right)$$

Or $T_c \gg T_f$

donc :

$$\eta_c = \frac{M \dot{Q}_f}{R T_f} \frac{\eta}{\text{Log}\left(\frac{P_{HP}}{P_{BP}}\right)}$$

- Le prérefroidissement à l'azote ne sera pas pris en compte dans le bilan énergétique, étant donné qu'il est identique pour toutes les réalisations. Son impact sur le coût énergétique de la réfrigération, dépend fortement de sa mise en oeuvre pratique. Dans le cas le plus favorable, l'azote, est fourni par un réfrigérateur de grande puissance, la part du travail de compression à température ambiante, consacrée à la production de l'azote, ne représente alors que quelques pour cent du travail du cycle.
- La qualité d'un échangeur se mesure par l'écart de température ΔT nécessaire aux échanges de chaleur. Pour un gaz réel, cet écart est toujours différent aux deux extrémités. On caractérisera nos échangeurs par la valeur de :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T_{HP} - T_{BP}}{T_{BP}}$$

prise à celle des deux extrémités de l'échangeur où elle est minimale.

La valeur de $\Delta T/T$ sera de 2 % soit 1,55 K d'écart à 77,3 K, sauf pour le cycle de Claude pour lequel $\Delta T/T$ vaudra de 1 à 5 %. La valeur de $\Delta T/T$ sera prise identique pour tous les échangeurs d'un même réfrigérateur.

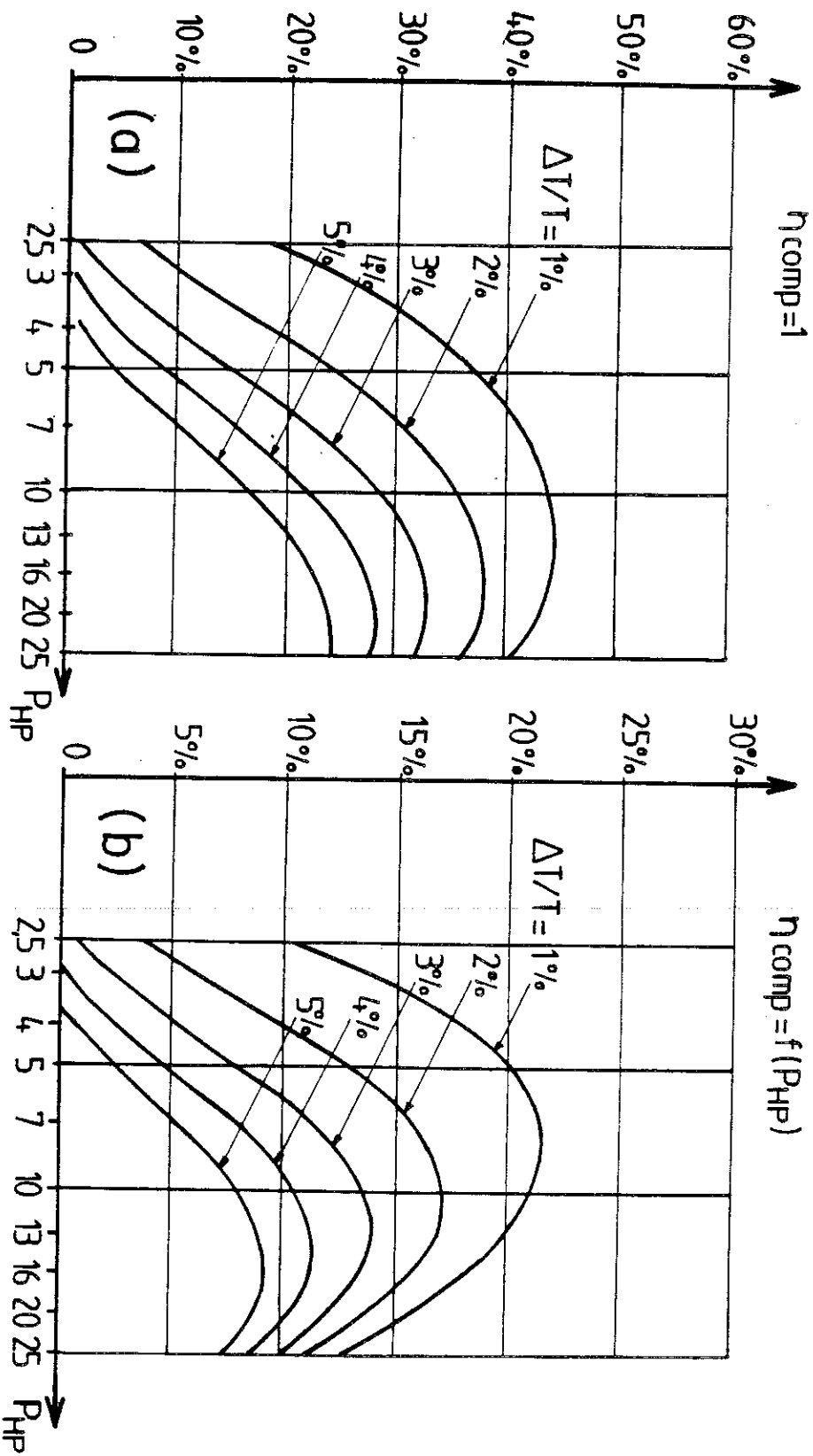


fig. III. 8 : Rendement par rapport à Carnot du réfrigérateur de Claude selon la valeur de la haute pression, de $\Delta T/T$, pour un rendement de compresseur égal à 1 (a) ou fonction de la pression (b).

- La basse pression sera de 1 bar et la haute pression variera de 2,5 à 25 bars.
- Enfin, la perte de charge dans les échangeurs sera négligée.

2.3 Calculs sur le cycle de Claude

Dans les calculs on optimise Q_f par rapport à T_2 et au débit q dans la turbine, en s'assurant que $T_{BP} < T_{HP}$ dans tous les échangeurs.

Nous avons tracé figure III-8.a le rendement du cycle de Claude pour un rendement de compression égal à 1. On remarquera que la pression optimale du cycle de Claude, pour les machines existantes, est généralement vers 16 à 18 bars, valeur que l'on retrouve bien pour $\Delta T/T$ compris entre 2 et 3 %. Pour la suite des calculs, nous ne présenterons que ceux effectués avec $\Delta T/T = 2 \%$, soit 1,6 K à 80 K ou 0,4 K à 20 K, valeur donnant de bonnes performances pour le cycle de Claude tout en restant réaliste. Les valeurs plus fortes de $\Delta T/T$, 3 à 5 % auraient été, bien entendu, plus favorables à la réfrigération magnétique.

La figure III-8.b donne les résultats obtenus avec les rendements de compression donnés par $\eta = 0,59 - 0,0115P_{HP}$ (cf. Verdier⁽⁵⁾).

On notera que la pression optimale est plus faible que dans le cas de la figure III-8.a. A notre connaissance, ce fait n'est généralement pas pris en compte dans l'optimisation des réfrigérateurs classiques.

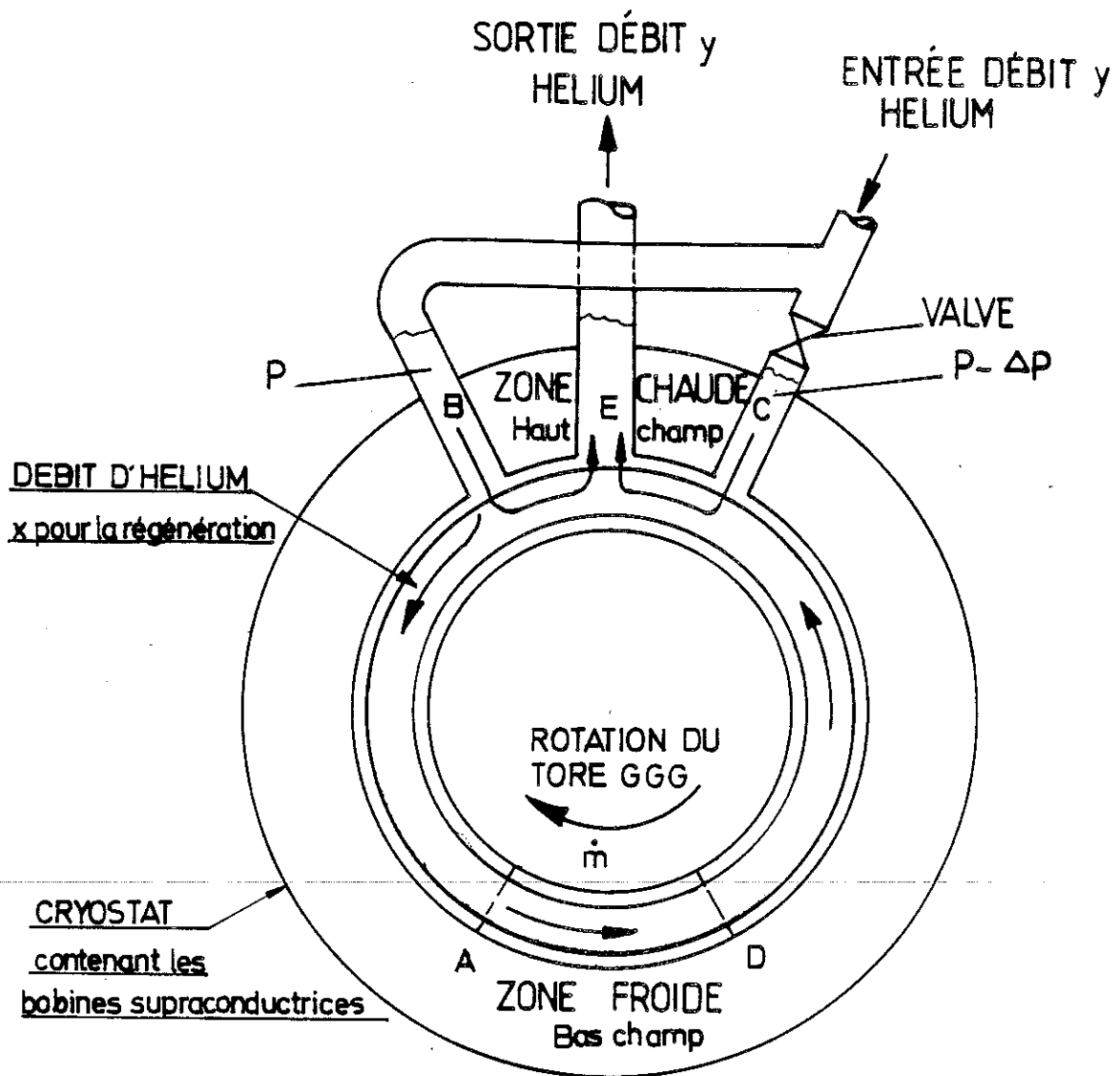


fig. III. 9 : Schéma du réfrigérateur magnétique rotatif dont le cycle est représenté à la figure I. 7.

3. REFRIGERATEURS MAGNETIQUES

Revenons à la figure I-7 (du chapitre I). Le cycle ABCD représenté correspond à un réfrigérateur magnétique fonctionnant entre deux sources isothermes respectivement à 2 et 20 K. Dans une réalisation possible, ce réfrigérateur consiste en une roue de GGG tournant à contre-courant ou parallèlement à un débit de gaz, comme schématisé à la figure III-9. On a donc en chaque point de la machine, un débit de matériau magnétique m et un débit de gaz x ou y . Dans cette réalisation particulière on a cherché à avoir une transformation quasi isotherme à la source chaude avec $T_B = T_C$. Pour cela, l'hélium entre aux points B et C, s'échauffe en enlevant la chaleur d'aimantation avant de sortir au point E. Cette réalisation permet de plus, de régler facilement le débit x en jouant sur une vanne qui impose une pression légèrement plus faible en C qu'en B.

Pour obtenir un cycle à source chaude non isotherme, on peut aussi faire entrer le débit y d'hélium au point C et le faire ressortir au point B. On aura alors un cycle tel que celui représenté figure III-10.a. Si l'hélium entre au point B, pour sortir au point C, on aura le cycle de la figure III-10.b. Dans les deux cas, le réfrigérateur à gaz associé devra prendre le débit y après que celui-ci ait collecté la chaleur d'aimantation et restituer au réfrigérateur magnétique ce débit y après lui avoir retiré cette chaleur d'aimantation.

Les mêmes considérations peuvent être appliquées à la source froide. Parmi tous les cycles possibles, nous n'en détaillerons qu'un, celui représenté à la figure III-11.

- Vu de l'extérieur : on fait entrer dans le réfrigérateur magnétique en A, un débit x de gaz à T_{f2} et en B un débit y de gaz à T_{c1} . Le débit x cède de la chaleur au réfrigérateur et ressort en D à T_{f1} . Cette chaleur est transformée et transmise par le réfrigérateur au débit y qui s'échauffe avant de ressortir en C à T_{c2} .

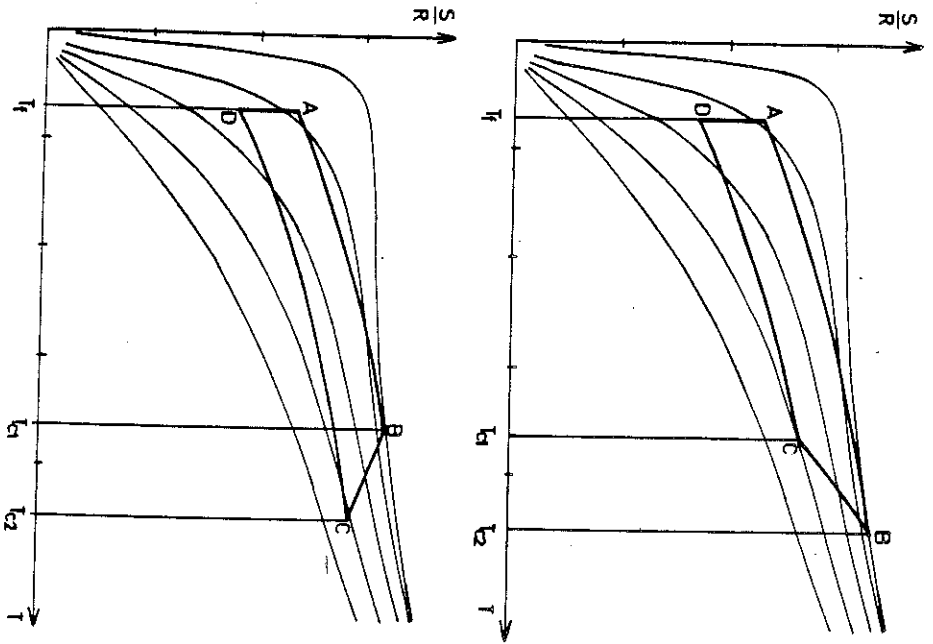


fig. III. 10 : Exemple de cycles avec un échange de chaleur à la source chaude dans les conditions du cycle de Brayton.

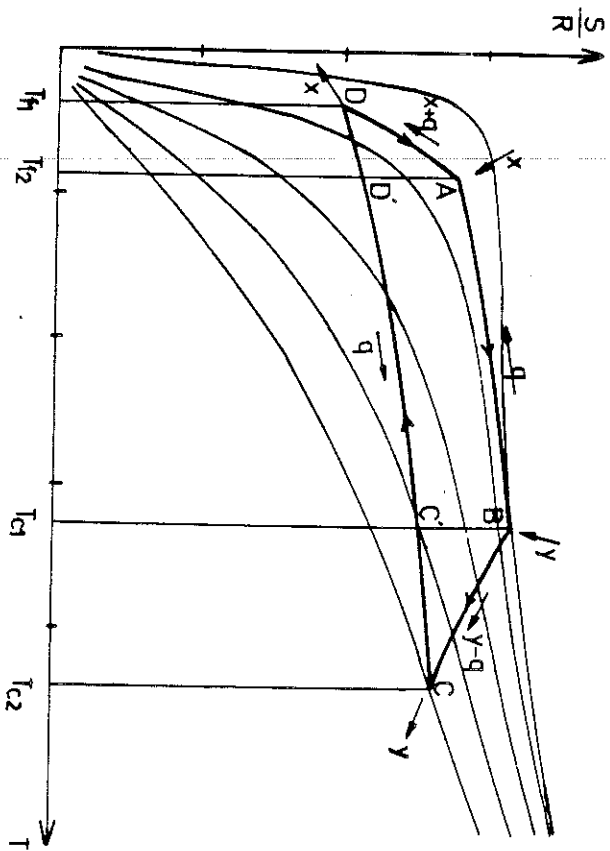


fig. III. 11 : Débits de fluide pour un cycle de Brayton magnétique à régénération.

- Vu de l'intérieur : il faut un certain débit de gaz q , à contre-courant du débit \dot{m} de matériau magnétique afin de réaliser les branches à régénération. Ce débit q se superpose dans les branches DA et BC aux débits x et y respectivement. Sur la figure III-10, on a figuré par des flèches, les entrées et sorties des débits gazeux ainsi que leur valeur et sens d'écoulement dans chaque branche. Le débit \dot{m} de matériau magnétique circule dans le sens des aiguilles d'une montre.

Cherchons tout d'abord quelles conditions doivent vérifier les débits x et y et les températures : $T_{f2} = T_A$, $T_{c1} = T_B$, $T_{c2} = T_C$, $T_{f1} = T_D$. On notera S l'entropie du gaz et s l'entropie du solide.

Pour une machine parfaite, le parallélisme obligatoire entre les branches du cycle magnétique et la courbe d'entropie de l'hélium, se traduit par $\dot{m} ds = q dS$, ce qui entraîne :

$$\dot{m}(s_B - s_A) = q(S_B - S_A)$$

De même on peut écrire :

$$\dot{m}(s_C - s_B) = (y - q) (S_B - S_C)$$

$$\dot{m}(s_D - s_C) = q(S_D - S_C)$$

$$\dot{m}(s_A - s_D) = (x + q) (S_A - S_D)$$

En ajoutant membre à membre ces quatre équations, on élimine les termes liés au matériau magnétique et il reste :

$$x(S_A - S_D) = y(S_C - S_B)$$

Dans le cas d'une machine imparfaite, le débit y enlèvera en plus de la chaleur apportée par le débit x , une certaine quantité de chaleur dégagée de façon irréversible et les débits réels x et y vérifieront :

$$x = \eta_m y \left(\frac{S_C - S_B}{S_A - S_D} \right) \quad 0 < \eta_m < 1$$

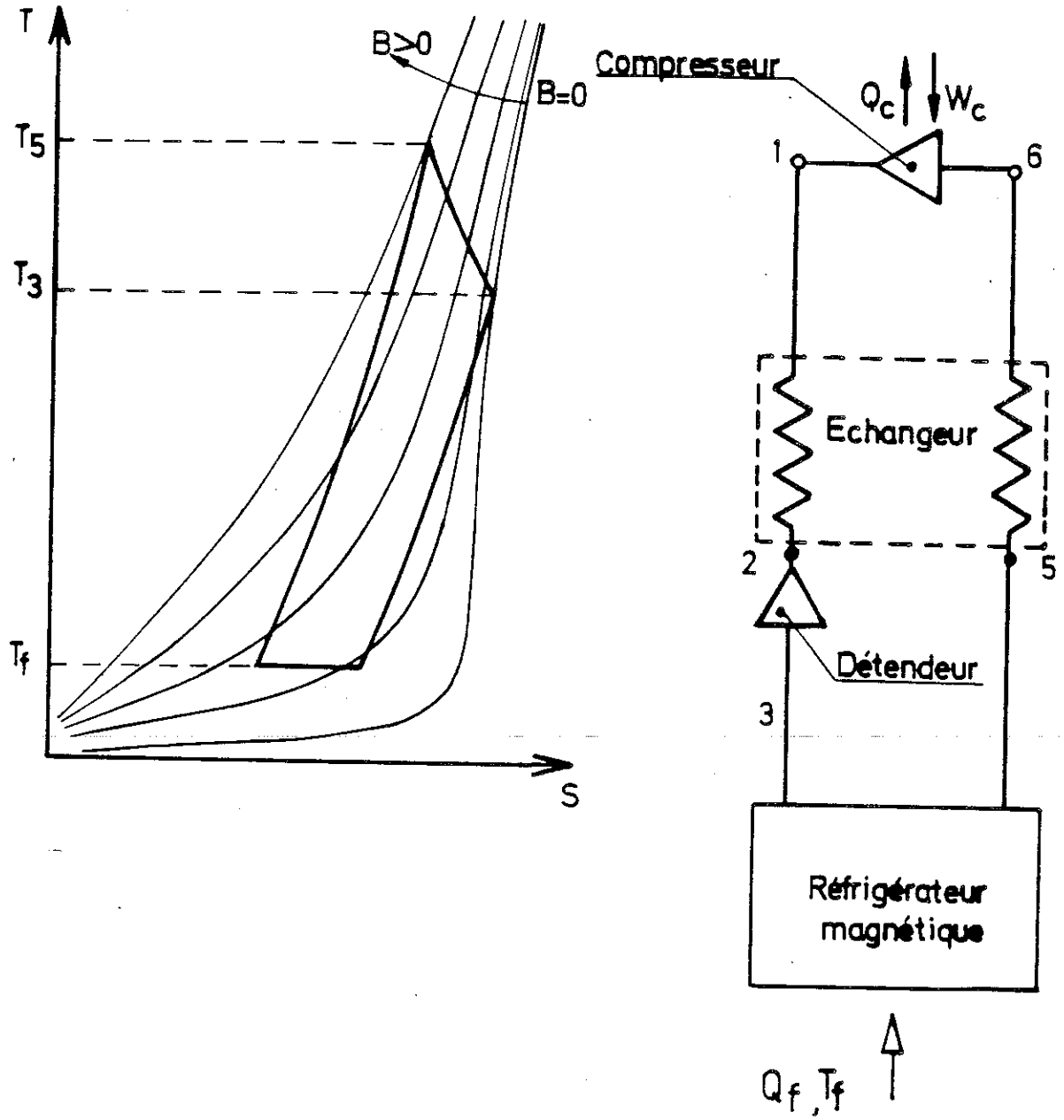


fig. III. 12 : Réfrigérateur mixte associant un cycle de Brayton à gaz et un réfrigérateur magnétique.

Montrons que η_m est bien le facteur de mérite. Pour cela, on écrit les quantités de chaleur échangées avec les sources :

$$Q_{f_i} = x_i (H_D - H_S) \qquad Q_{c_i} = y_i (H_C - H_B) \qquad (\text{idéal})$$

$$Q_{f_r} = x_r (H_D - H_A) \qquad Q_{c_r} = y_r (H_C - H_B) \qquad (\text{réel})$$

Le facteur de mérite FDM est donc :

$$\text{FDM} = \frac{Q_{f_r}}{Q_{f_i}} \frac{Q_{c_i}}{Q_{c_r}} = \frac{x_r}{x_i} \frac{y_i}{y_r} = \eta_m$$

η_m est donc l'équivalent pour les machines à sources non isothermes, du rendement thermique par rapport à Carnot (facteur de mérite FDM du chapitre I).

4. REFRIGERATEUR MIXTE RESULTANT DE L'ASSOCIATION D'UN REFRIGERATEUR MAGNETIQUE ET D'UN REFRIGERATEUR A GAZ A CYCLE DE BRAYTON

La manière la plus simple d'associer un cycle à gaz à un cycle magnétique est d'utiliser directement la source froide, non isotherme, du cycle de Brayton de la figure II-4, comme source chaude d'un réfrigérateur magnétique fonctionnant avec une source froide isotherme à la température de liquéfaction de l'hélium. Le cycle du réfrigérateur magnétique doit alors être un de ceux représentés à la figure III-10. En reprenant les notations de la figure III-10 et de la figure III-12, où nous avons représenté le schéma de principe du réfrigérateur mixte, T_f (fig. III-10) doit être la température de liquéfaction de l'hélium, 4,2 K, T_{c1} et T_{c2} sont respectivement égaux à T_3 et T_5 (Fig. III-12).

L'optimisation de Q_f mène à prendre $T_2 = T_1$ et $T_5 = T_6$. La condition $T_{BP} < T_{HP}$ est toujours vérifiée. Les résultats que nous présentons à la figure III-13 sont ceux obtenus quand T_5 , température la plus élevée dans le réfrigérateur magnétique, est prise égale à 20 K.

On notera que dans ce cas, il faut atteindre 70 à 80 % du rendement idéal pour le réfrigérateur magnétique pour faire mieux que le cycle de

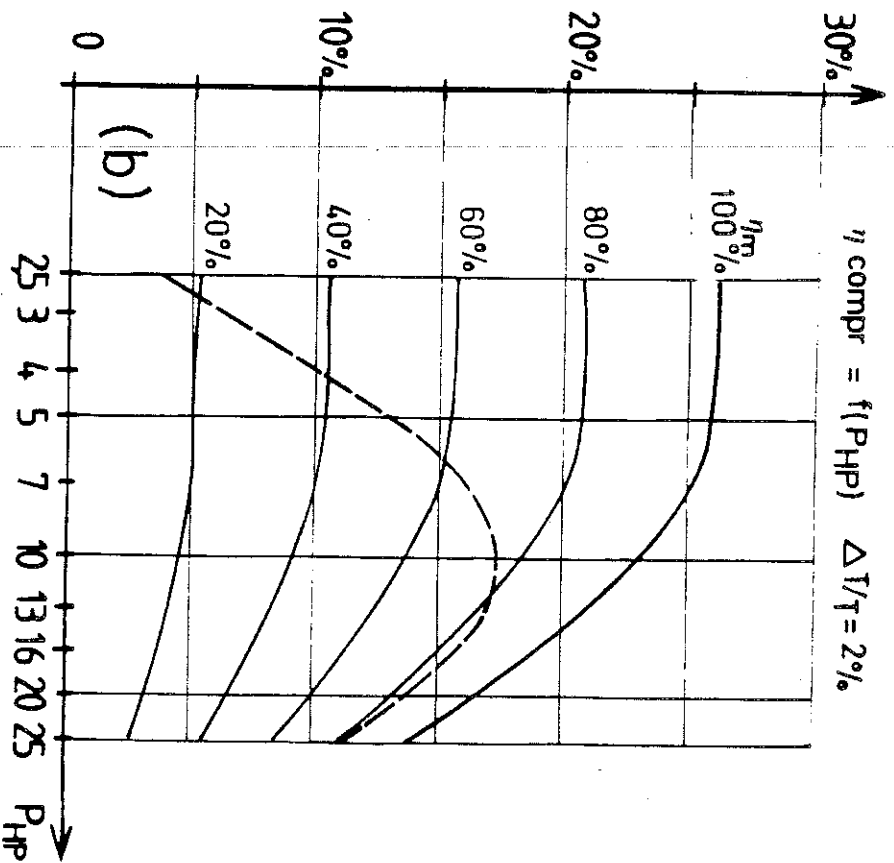
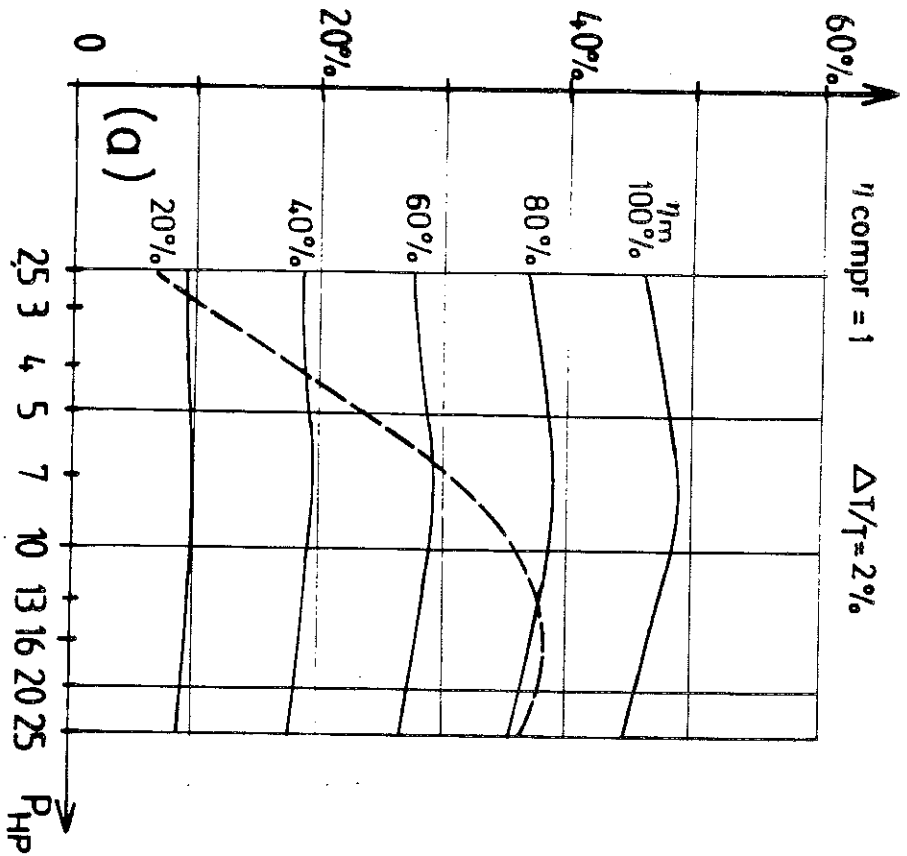


Fig. III. 13 : Rendement par rapport à Carnot d'un réfrigérant mixte associant un cycle à gaz de Brayton et un réfrigérant magnétique selon le schéma de la figure III. 12. Les courbes de droite (b) tiennent compte de la variation de rendement de compression avec le taux de compression.

Claude. Toutefois, les performances du réfrigérateur mixte sont plutôt meilleures à des taux de compression plus faibles. On peut donc choisir le taux de compression qui optimise le rendement du compresseur : le réfrigérateur mixte sera alors optimisé (cf. fig. III-13.b).

Le réfrigérateur mixte, Brayton + magnétique donne toute liberté de choix pour la pression de fonctionnement. Par contre, si l'étage magnétique utilise des bobines supraconductrices, il ne peut démarrer sans un prérefroidissement à l'hélium liquide.

5. AMELIORATION DU CYCLE DE CLAUDE PAR L'UTILISATION D'UN REFRIGERATEUR MAGNETIQUE A CYCLE TRIANGULAIRE

Le cycle de Claude présente l'avantage, par rapport au cycle de Brayton, de fournir une puissance frigorifique à 4,2 K, permettant donc d'utiliser des bobines supraconductrices et donc des champs magnétiques élevés, pour l'étage magnétique.

Comme nous le disions précédemment, le cycle de Claude est la superposition d'un cycle de Brayton et d'un cycle de Joule-Thomson. Dif⁽³⁾ a montré qu'en prenant des compresseurs différents pour ces deux derniers cycles, on pouvait améliorer le rendement du cycle de Claude. C'est une façon de se donner un degré de liberté supplémentaire dans le choix de la température de prélèvement sur la haute pression et celle d'injection dans la basse pression. Alors que dans le cycle de Claude, on ne peut choisir qu'une seule de ces deux températures, Dif pouvait choisir, moyennant quelques contraintes, les deux températures.

Nous allons poursuivre dans cette voie, mais au lieu d'utiliser un compresseur supplémentaire, nous allons utiliser un réfrigérateur magnétique. Le gaz sortant de la turbine sera séparé en deux courants dans le réfrigérateur magnétique qui refroidira l'un en transférant la chaleur à l'autre. Le cycle est alors un cycle à prélèvement de gaz (cf. chapitre I) et a la forme d'un triangle curviligne (cf. fig. I-9). Le schéma de principe du réfrigérateur mixte à cycle de Claude et cycle magnétique triangulaire est représenté à la figure III-14. Une deu-

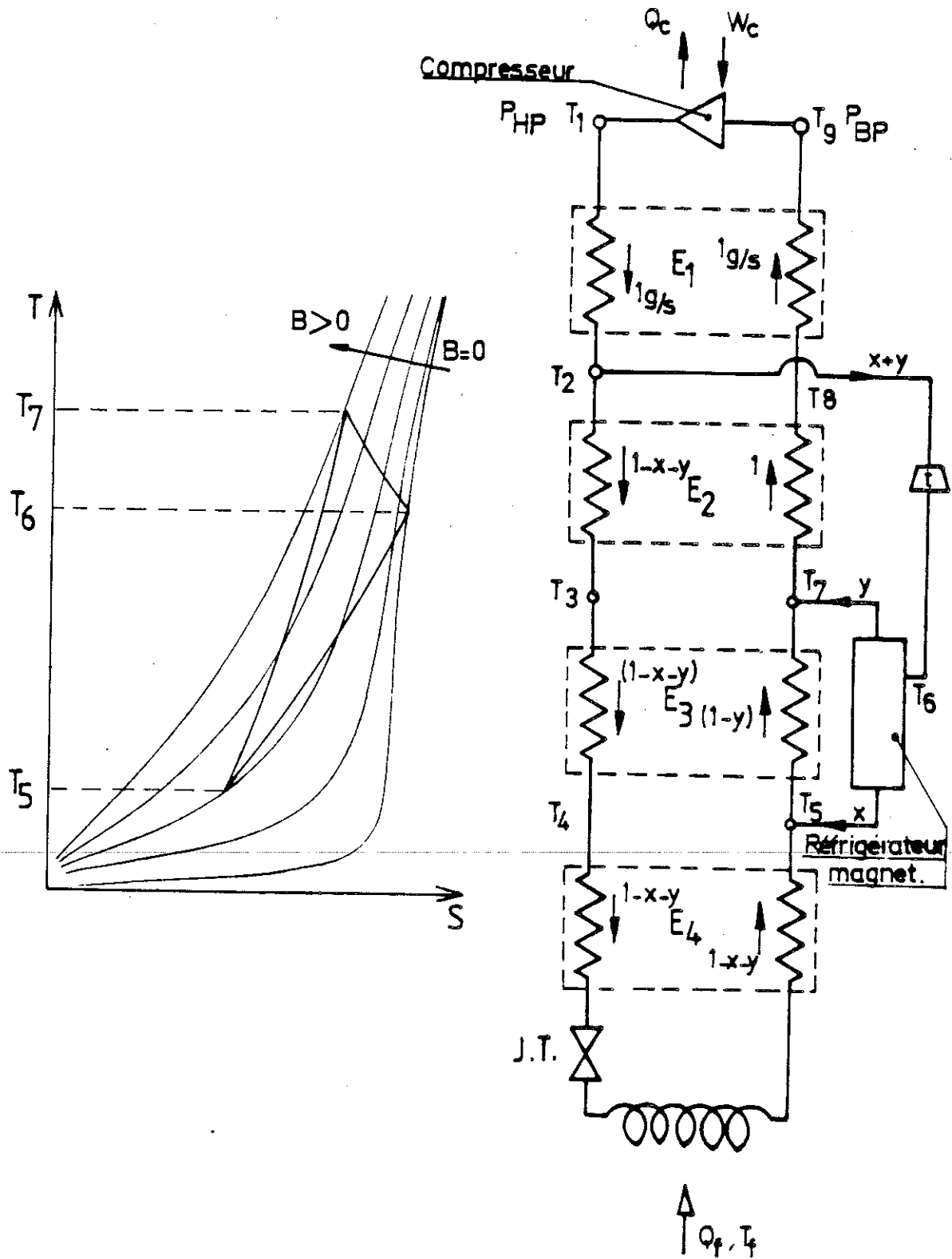


fig. III. 14 : Réfrigérateur mixte associant un cycle de Claude et un cycle magnétique triangulaire.

xième vanne Joule-Thomson est parfois nécessaire pour s'assurer de ne pas violer le second principe ($T_{HP} > T_{BP}$) dans la partie la plus froide du réfrigérateur.

On doit optimiser Q_f par rapport au triplet T_5 , T_6 et T_7 qui fixe le cycle magnétique.

Les résultats des calculs, représentés à la figure III-15, montrent qu'un rendement du réfrigérateur magnétique de 40 % suffit à améliorer les performances par rapport au cycle de Claude. Le gain en puissance froide, pour une même puissance à température ambiante, est compris entre 0 et 36 % selon le rendement du réfrigérateur magnétique. Contrairement au cas de l'association avec un cycle de Brayton, les performances dépendent fortement de la pression de fonctionnement. La pression optimale est plutôt plus faible que pour le cycle de Claude seul, et on peut voir à la figure II-15.b, qu'en prenant un rendement de compression dépendant du taux de compression, le gain de puissance, par rapport au cycle de Claude seul, pourrait aller jusqu'à 45 %.

D'autre part, le rendement global du réfrigérateur mixte dépend moins du rendement du réfrigérateur magnétique que pour le réfrigérateur mixte associant un cycle de Brayton à un cycle magnétique.

Haute Pression (en bar)	4	5	7	10	13	16	20	25
T_4	4,3	4,7	5,1	5,9	6,7	7,7	8,5	9,8
T_7	13,9	15,3	19,9	25,7	30	30	40	40

Tableau III-1

Valeurs approximatives de T_4 et T_7 , températures extrêmes atteintes par le réfrigérateur magnétique quand le réfrigérateur mixte est optimisé

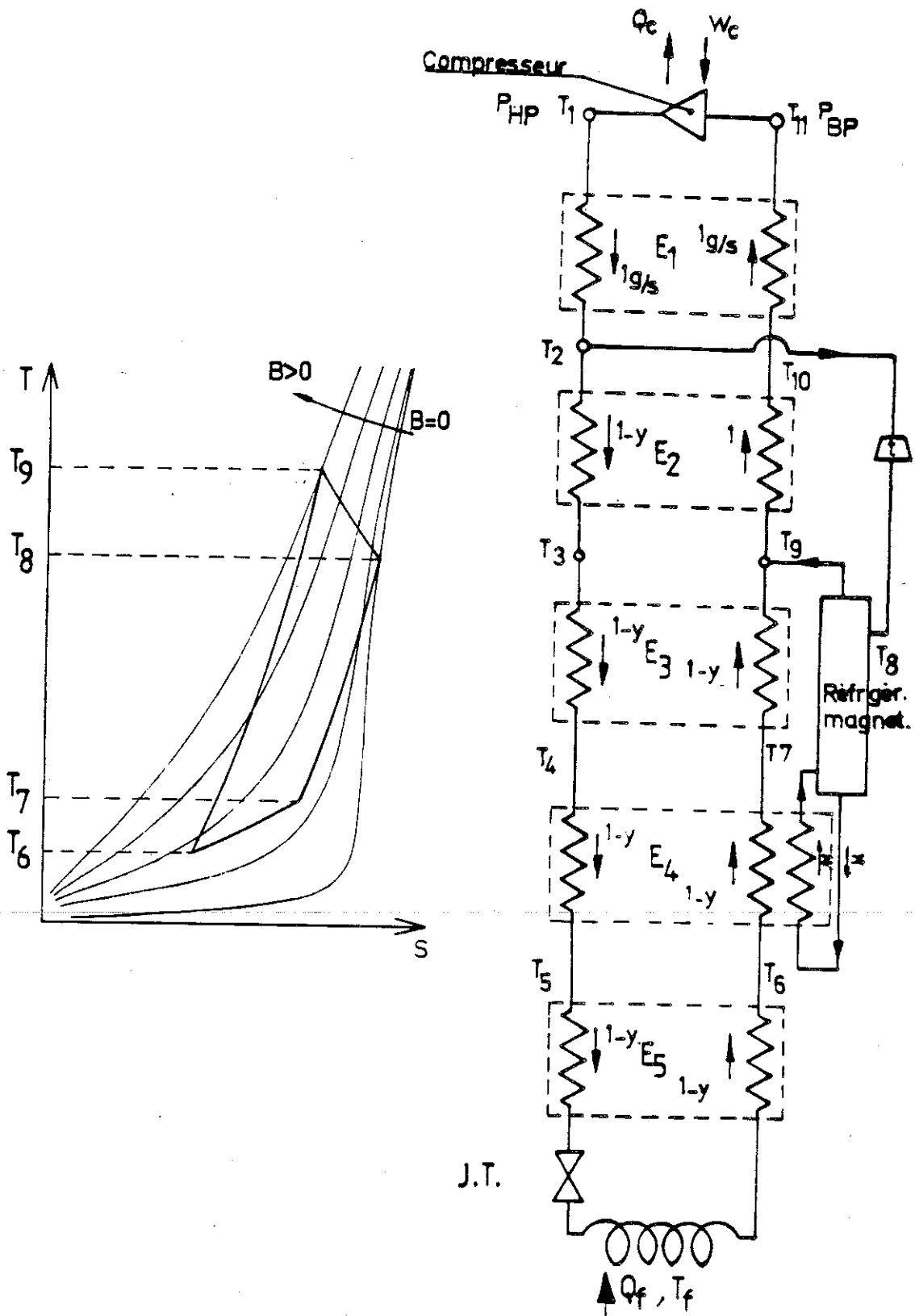


fig. III. 16 : Réfrigérateur mixte associant un cycle de Claude et un cycle de Brayton magnétique.

6. AMELIORATION DU CYCLE DE CLAUDE PAR L'UTILISATION D'UN REFRIGERATEUR MAGNETIQUE A CYCLE DE BRAYTON

Notre but est d'obtenir une pression de fonctionnement la plus basse possible. Or, comme nous venons de le voir, pour des pressions proches de la pression critique, 2,3 bars, et des températures proches de la température critique, 5,2 K, la chaleur spécifique de l'hélium devient très grande dans une gamme relativement étroite de température, et surtout, elle diffère notablement de celle de l'hélium sous pression atmosphérique, censé refroidir l'hélium sous pression. Il est donc nécessaire de fournir une certaine puissance frigorifique au voisinage de la bosse de chaleur spécifique. Pour cela, nous allons utiliser un réfrigérateur magnétique à source froide non isotherme. La source chaude sera fournie par la turbine du cycle de Claude. On aura donc un cycle de Brayton magnétique, tel que décrit dans le chapitre d'introduction et représenté à la figure III-16.

Comme précédemment, une deuxième vanne Joule-Thomson permet d'éviter, dans certains cas, les inversions de température dans les échangeurs (T_{HP} doit être supérieur à T_{BP}). On optimise Q_f par rapport aux trois températures communes aux réfrigérateurs (Claude et Brayton magnétique), soit T_6 , T_7 et T_9 .

Les résultats des calculs faits avec un réfrigérateur magnétique idéal, montrent que le rendement du réfrigérateur mixte peut encore être amélioré un peu quand on augmente la température maximale T_9 , atteinte par le réfrigérateur magnétique au-delà de 25 K. Toutefois, c'est surtout jusqu'à 20 K que les performances augmentent avec T_9 , comme on peut le voir à la figure III-17. En limitant T_9 à 20 K, les températures qui optimisent le réfrigérateur magnétique sont celles représentées à la figure III-18 en fonction de la pression.

Les résultats présentés à la figure III-19 montrent qu'il faut que l'étage magnétique atteigne un rendement supérieur à 50 % du rendement idéal. Le gain en puissance est compris entre 0 et 37 % par rapport au cycle de Claude seul.

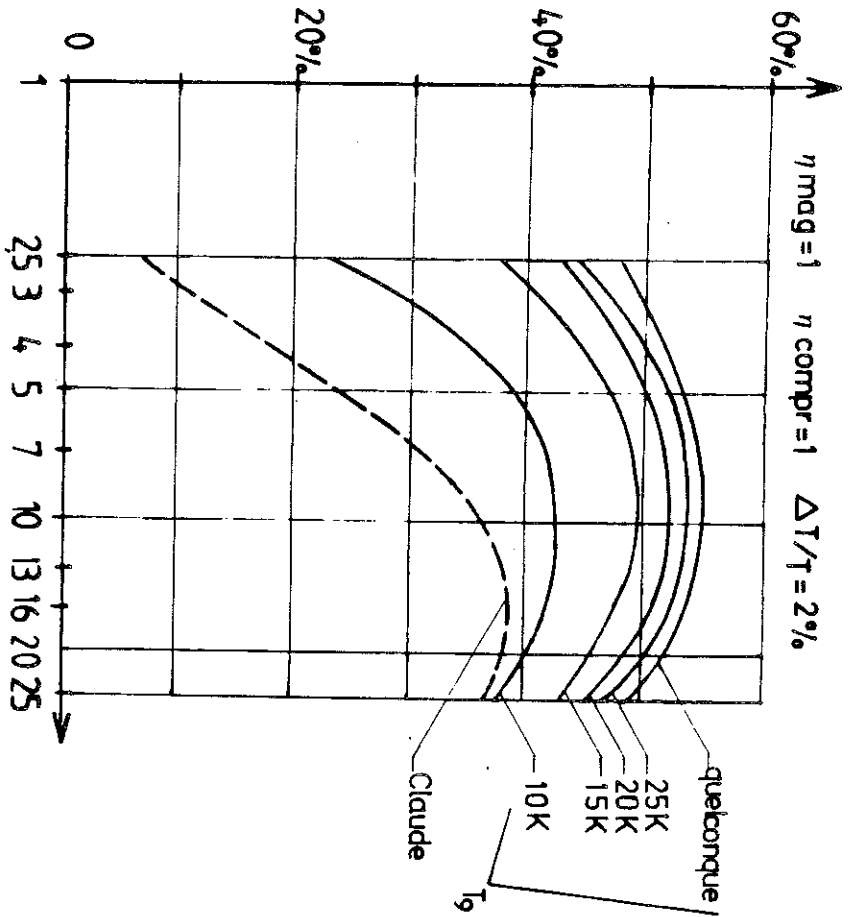


fig. III. 17 : Le rendement du réfrigérateur mixte augmente quant T_g , température la plus élevée atteinte par le réfrigérateur magnétique augmente. $T_g = 20$ K assure déjà des résultats proches du maximum.

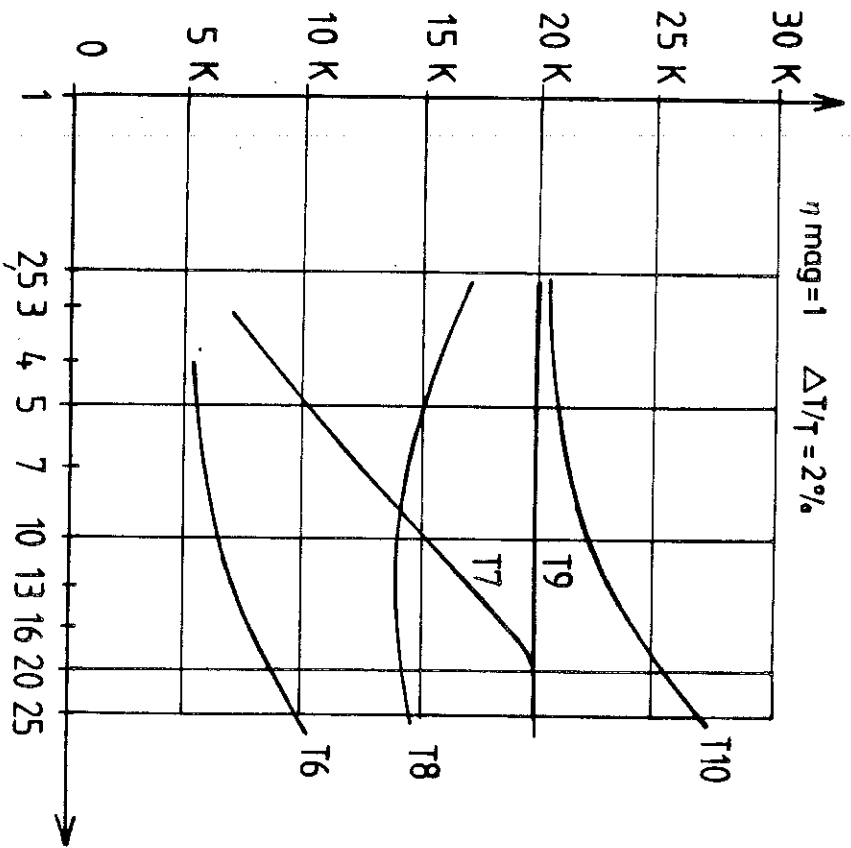


fig. III. 18 : Températures optimisant le cycle de Brayton magnétique (T_6 , T_7 , T_9) quand $T_g = 20$ K, en fonction de la valeur de la haute pression.

Par rapport au réfrigérateur mixte étudié au paragraphe précédent on assiste à une forte augmentation des performances aux basses pressions et le gain en puissance pourrait aller jusqu'à 55 % par rapport au cycle de Claude seul, si on tient compte, comme à la figure III-19.b, de la variation du rendement du compresseur.

7. CONCLUSION

Avec le réfrigérateur mixte associant un cycle de Brayton à gaz et un réfrigérateur magnétique fonctionnant entre une source froide à 4,2 K et une source chaude adaptée au cycle à gaz, donc étalée en température, le rendement dépend peu de la valeur de la haute pression. On peut donc travailler avec de faibles taux de compression pour lesquels les compresseurs ont un meilleur rendement. Par contre, le rendement global du réfrigérateur mixte dépend beaucoup du rendement de l'étage magnétique.

En associant un réfrigérateur magnétique à cycle triangulaire à un réfrigérateur de Claude, le gain de performance est plus important, dépend moins du rendement de l'étage magnétique, mais il faut de nouveau travailler avec des taux de compression élevés, préjudiciables au rendement du compresseur. En passant d'un cycle triangulaire à un cycle de Brayton pour l'étage magnétique, on améliore fortement les performances aux faibles taux de compression.

Dans ces trois réfrigérateurs mixtes, on a respectivement 2, 3 et 4 niveaux de températures où un débit de gaz passe du réfrigérateur à gaz à l'étage magnétique, ou l'inverse, et on a respectivement 1, 2 et 3 niveaux de températures où l'écart de température entre gaz haute pression et gaz basse pression est minimisé. Rien n'interdit de penser qu'en multipliant les températures où s'échangent un débit, et par là, les niveaux de température où l'écart de température entre haute et basse pression est minimisé, on

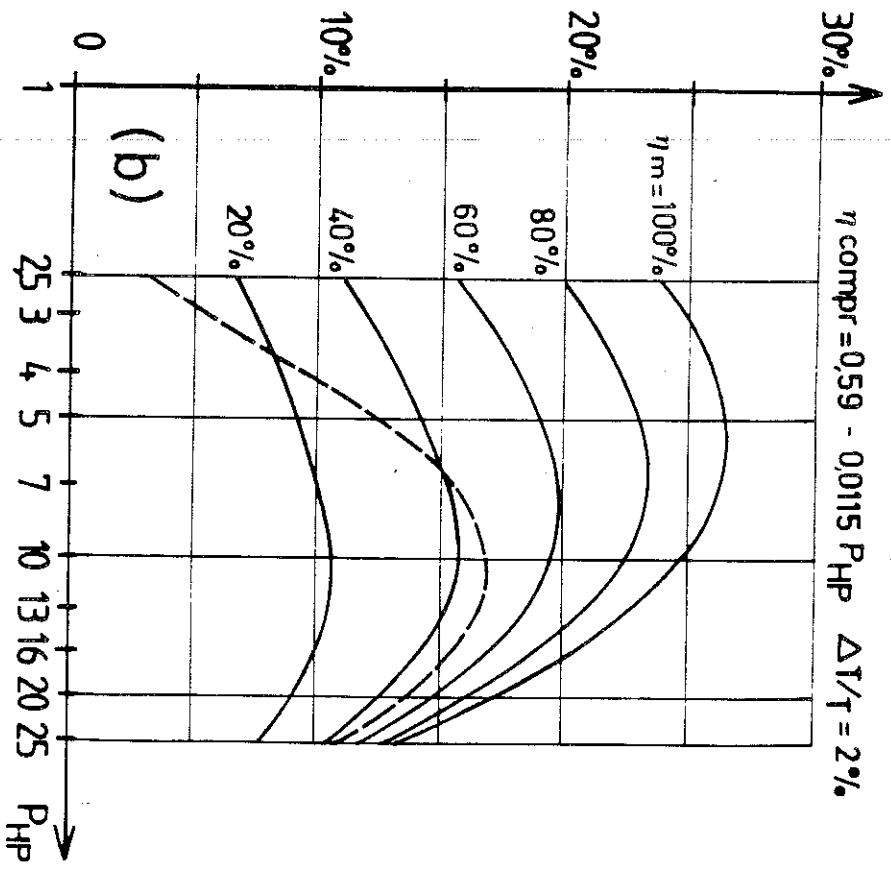
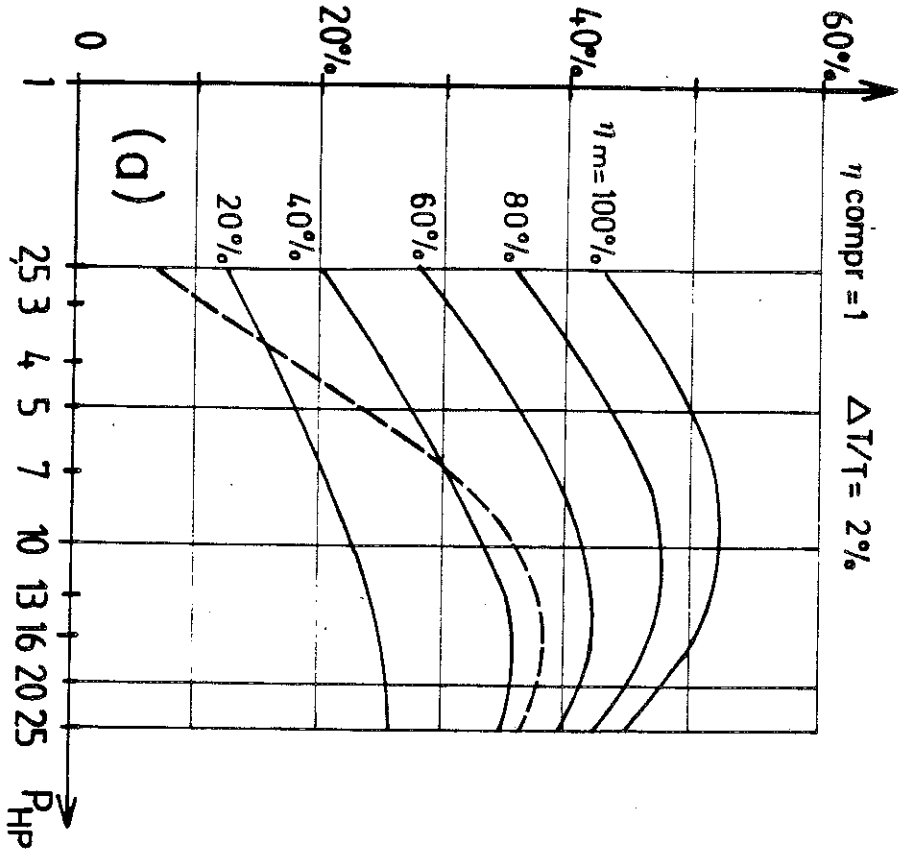


fig. III. 19 : Rendement par rapport à Carnot d'un réfrigérateur mixte associant un cycle de Claude et un réfrigérateur magnétique à cycle de Brayton (cf. fig. III. 16) Les courbes de droite (b) tiennent compte de la variation du rendement de compression avec le taux de compression.

pourrait encore améliorer les performances, et avec une seule turbine et un réfrigérateur magnétique, obtenir des performances meilleures que les réfrigérateurs de Claude à plusieurs turbines.

En conclusion de cette étude, tant que les réfrigérateurs magnétiques ne seront pas autonomes, c'est-à-dire tant qu'ils seront incapables de descendre depuis la température ambiante jusqu'aux températures de l'hélium liquide par eux-mêmes, il faudra les associer avec des réfrigérateurs à gaz. Les exemples contenus dans ce chapitre, illustrent le fait que l'échange de chaleur entre un cycle à gaz et un cycle magnétique, doit se faire par l'entremise d'un débit de gaz chauffé par l'un, refroidi par l'autre, donnant ce que nous avons appelé abusivement une source non isotherme. Ceci sera encore vrai pour l'association d'un réfrigérateur magnétique avec d'autres réfrigérateurs à gaz. Nous nous fixons donc comme but de construire un réfrigérateur magnétique dont le principe permette, au moins, de réaliser les trois types d'association avec un réfrigérateur à gaz que nous avons présenté (en plus de l'association en série).

BIBLIOGRAPHIE

1. A.F. Lacaze, "Réfrigération Magnétique continue dans le domaine de l'hélium superfluide", Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut National Polytechnique de Grenoble (1982).
2. T.R. Strobridge, "Cryogenic Refrigerator, an updated survey", N.B.S. Tech. Note, 1974, 655.
3. P. Dif, "Etude de réfrigérateurs à basses températures combinant plusieurs cycles thermodynamiques"
Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble (1978).
4. R.C. Muhlenhaupt, T.R. Strobridge, "The single engine Claude cycle as a 4.2 K refrigerator"
N.B.S. Techn. Note, 354, 1967.
5. J. Verdier, "Réfrigération hélium : Compresseur à vis - déshuilage",
Note interne CEA : SBT/CT/RTS/81-46, 1981.

CHAPITRE IV

REFRIGERATEURS A REGENERATION

1. INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, quel que soit le type d'application du réfrigérateur, l'élément de base du cycle magnétique est une branche à régénération dans laquelle un débit \dot{m} de fluide passe d'une température T_1 à une autre température T_2 en échangeant de la chaleur avec le matériau magnétique. Si T_1 et T_2 sont très proches on aura une transformation isotherme, ou quasi-isotherme, pour un cycle de Carnot, d'Ericsson ou de Stirling. Si T_1 et T_2 sont nettement différents, on aura, soit une branche à régénération d'un cycle de Stirling ou d'Ericsson, soit un échange avec une source de chaleur dans les conditions du cycle de Brayton.

Il existe deux façons de réaliser l'élément de base : soit chaque grain de matériau magnétique subit toute la variation de température de T_1 à T_2 , en un point courant la chaleur échangée est $dQ = C_m dT$ et on doit accorder la chaleur spécifique du matériau magnétique à celle du fluide, c'est-à-dire, comme nous l'avons vu au premier chapitre, rendre les courbes d'entropie du fluide et du matériau magnétique parallèles par action sur le champ magnétique. Dans ce cas, une fois choisis le débit d'hélium et le champ magnétique à T_1 , la valeur du champ est fixée pour toutes les températures de fluide comprises entre T_1 et T_2 . Le rôle du régénérateur échoit à l'hélium en contact du matériau magnétique au temps t .

La deuxième façon de réaliser l'élément de base est que chaque grain de matériau magnétique subisse une variation de température faible (devant $T_1 - T_2$) ou nulle et en un point courant la chaleur échangée est $dQ = TdS$. Dans le cas précédent, la valeur du champ était une fonction directe de la

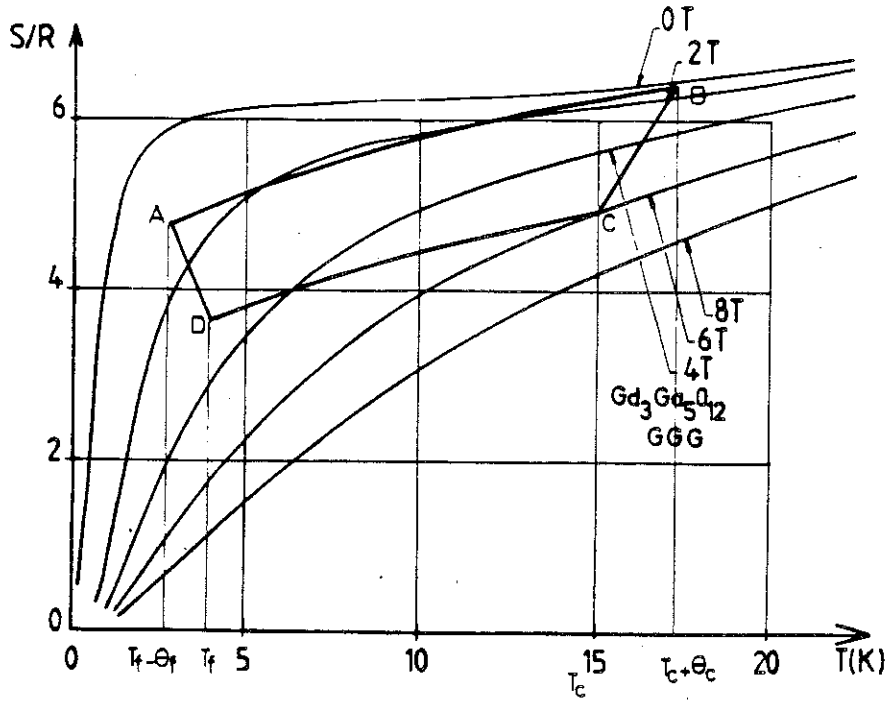


fig. IV. 1 : Cycle du réfrigérateur rotatif ou alternatif.

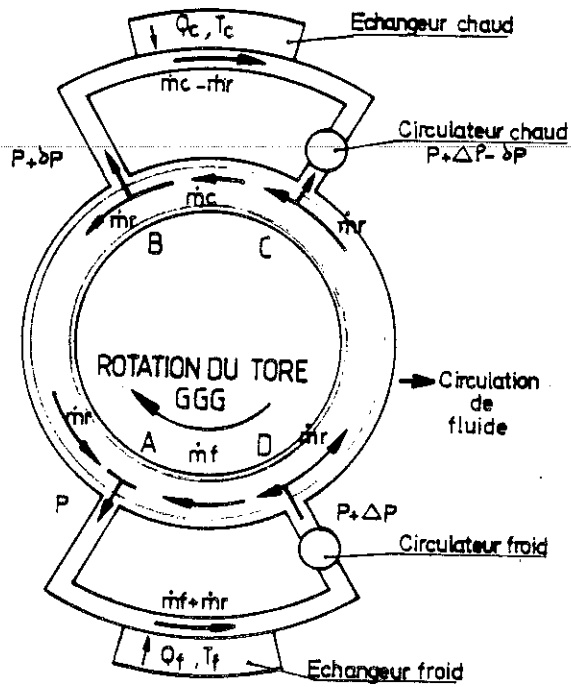


fig. IV. 2 : Schéma du réfrigérateur rotatif.

température du fluide, ici c'est la variation d'entropie du matériau magnétique, résultant de la variation du champ et éventuellement d'une petite variation de température, qui est une fonction directe de la température du fluide. C'est donc le matériau magnétique qui tient le rôle de régénérateur, c'est-à-dire qui conserve le gradient de température, et non plus le débit de fluide comme précédemment.

Cette différence de principe se traduit par l'impossibilité dans le deuxième cas, de réaliser un fonctionnement continu, contrairement au premier cas où on peut avoir un fonctionnement aussi bien continu qu'alternatif. En effet, il est possible de maintenir le débit de gaz \dot{m} à T_1 indéfiniment, alors que le champ ne peut augmenter indéfiniment (la variation d'entropie du matériau magnétique est limitée).

Nous allons voir maintenant comment réaliser concrètement un cycle d'Ericsson magnétique avec nos éléments de base et nous étudierons successivement le cas où chaque grain de matériau subit l'intégralité du cycle d'une machine continue, puis d'une machine alternative, et le cas où chaque grain suit un cycle réduit.

2. REFRIGERATEUR ROTATIF A CYCLE D'ERICSSON MAGNETIQUE

2.1 Principe

Dans chaque branche du cycle, le matériau magnétique subit l'intégralité de la variation de température du fluide circulant. En passant d'une branche à la suivante, le matériau magnétique doit revenir à son état initial pour former un cycle. Deux grains de matériau magnétique, quelconques, suivent rigoureusement le même cycle, avec un déphasage dépendant de leur position relative dans la machine et on peut distribuer le matériau magnétique sous la forme d'un anneau dont la rotation assure la continuité du cycle. Pour que l'échange de chaleur se fasse efficacement, il est nécessaire que l'anneau soit finement ajouré, afin d'avoir une très grande surface de contact entre le fluide et le matériau magnétique. L'anneau sera mu à l'intérieur d'une enceinte torique immobile, l'isolant thermiquement de l'extérieur et servant à contraindre le fluide à passer au coeur de l'anneau et

non à sa périphérie. L'enceinte étant immobile, les points d'entrée et de sortie du fluide sont immobiles. Dès lors, le champ magnétique est imposé par la relation liant sa valeur à celle de la température du fluide en chaque point de l'enceinte. Le champ varie donc dans l'espace mais pas dans le temps.

Dans une des variantes les plus simples, le cycle pourrait être celui schématisé à la figure IV-1, correspondant au réfrigérateur schématisé à la figure IV-2. Suivons le cycle du matériau magnétique en partant du point A. Avec les notations des figures IV-1 et IV-2, le matériau magnétique part de A à la température $T_f - \theta_f$ et en champ faible, pour arriver en B à la température $T_c + \theta_c$ et en champ nul après avoir été réchauffé par le débit d'hélium \dot{m}_r venant de B à la température $T_c + \theta_c$ et devant arriver en A à la température $T_f - \theta_f$. Pour que la quantité de chaleur reçue par le matériau magnétique soit bien égale à celle cédée par l'hélium (condition de parallélisme vue dans le chapitre d'introduction), il est nécessaire que le matériau subisse entre A et B, une aimantation puis une désaimantation comme on l'a déjà signalé au chapitre I.

De B à C, le champ augmente progressivement pendant que la température passe de $T_c + \theta_c$ à T_c . Le débit \dot{m}_c d'hélium venant à contre-courant enlève la chaleur d'aimantation.

De C à D, le champ diminue partiellement et le matériau magnétique est refroidi par le débit \dot{m}_r venant de D à la température T_f .

Enfin, de D à A, le matériau magnétique est désaimanté. Il peut alors refroidir le débit \dot{m}_f qui entre en D à T_f pour ressortir en A à $T_f - \theta_f$.

Les transformations AD et BC doivent être, dans le cas du cycle d'Ericsson, aussi proche que possible de l'isotherme, autrement dit, θ_f et θ_c doivent être les plus petits possibles, \dot{m}_f et \dot{m}_c doivent donc être le plus grand possible. Mais on peut aussi faire l'égalité entre T_c et T_f , c'est-à-dire confondre les points C et D, pour obtenir un fonctionnement équivalent à celui du réfrigérateur magnétique à cycle triangulaire considéré au chapitre III § 5, ou encore donner à θ_f et θ_c les valeurs optimisant le réfrigérateur mixte à cycle de Claude et cycle de Brayton magnétique du Chapitre III § 6.

Comme nous l'avons déjà montré par ailleurs (1), il est aisé de se donner une loi d'échange de chaleur et de calculer tous les paramètres du réfrigérateur (débits de fluide, vitesse de rotation de la roue, champ magnétique en tous points, etc...), à partir du diagramme entropique du matériau magnétique et des propriétés physiques du fluide.

2.2 Discussion

Le fonctionnement étant parfaitement continu, les régimes d'écoulement et les régimes thermiques pourront s'établir et les calculs faits en régime stationnaire doivent décrire très correctement le fonctionnement thermodynamique. Les difficultés commencent avec la réalisation de l'anneau de matériau actif. En effet, cet anneau doit tenir mécaniquement un matériau finement divisé, soumis à des forces magnétiques importantes. De plus, il doit tourner sans frottement à l'intérieur d'une enceinte ajustée, de sorte que le fluide passe à l'intérieur de l'anneau et non à sa périphérie. La résultante de forces magnétiques est d'abord un couple tendant à faire tourner la roue en sens inverse du sens souhaité (si la roue est laissée libre on a un moteur thermique, absorbant de la chaleur dans la partie chaude et la rejetant dans la partie froide), mais on a aussi une composante perpendiculaire au gradient principal et qui tend à déformer l'anneau. Cette dernière composante ne pourrait être nulle que si le rayon du tore était infini. Il faut donc une structure très rigide pour l'anneau, peu compatible avec l'élimination des débits de fuite et pratiquement incompatible avec la création d'un champ torique par des solénoïdes traversés par l'anneau, ce qui pose des problèmes techniques difficiles.

Les problèmes de tenue mécanique, guidage et entraînement de l'anneau, de création du champ magnétique, n'ont pu, pour l'instant, être résolus simultanément, de façon satisfaisante.

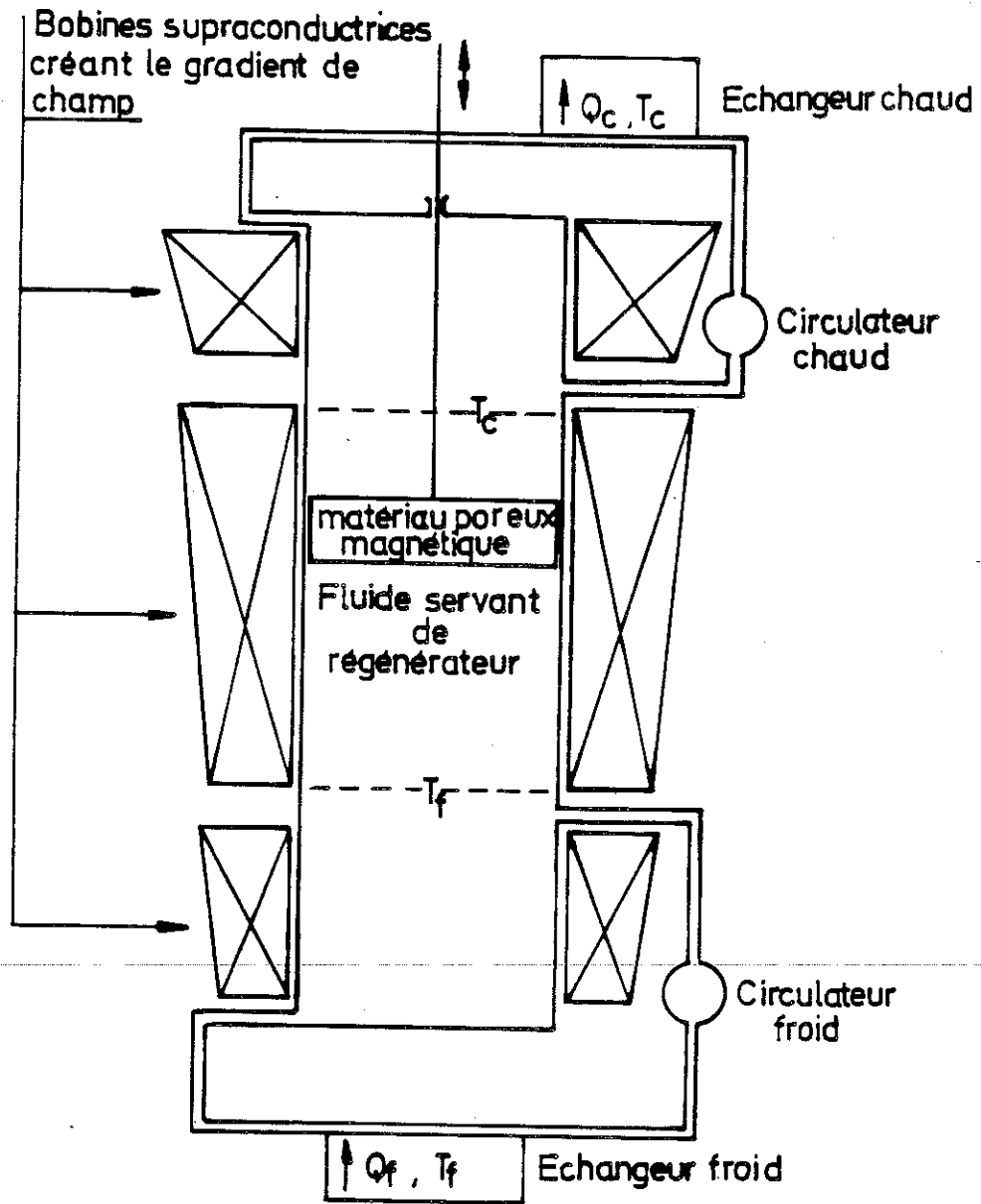


fig. IV. 3 : Schéma du réfrigérateur alternatif.

3. REFRIGERATEUR ALTERNATIF A CYCLE D'ERICSSON MAGNETIQUE
A REGENERATEUR FLUIDE

Le cycle thermodynamique est rigoureusement le même que précédemment mais tous les grains de matériau magnétique le parcourent simultanément. L'avantage majeur est de se libérer de la géométrie torique au profit d'une géométrie cylindrique, ce qui résoud la plupart des problèmes de tenue mécanique, guidage et entraînement de l'anneau et de création du champ magnétique. Le schéma du réfrigérateur pourrait alors ressembler à celui de la figure IV-3.

Mais si on a résolu toutes les difficultés précédentes, on en a aussi créé de nouvelles. La première difficulté tient au fait que le gradient de champ doit être différent quand le matériau magnétique traverse le régénérateur en allant du chaud vers le froid et quand il le traverse en sens opposé. Mais la plus grande difficulté vient du régénérateur constitué d'une colonne de fluide. En effet, cette colonne doit conserver un gradient de température, or le matériau magnétique doit être finement divisé pour améliorer les échanges de chaleur, son déplacement au sein de la colonne fluide créera des turbulences qui risquent de bouleverser le gradient thermique. C'est ce même problème qui avait bloqué la réalisation de la machine de Van Geuns⁽²⁾ Nous n'avons trouvé, pour l'instant, aucune solution vraiment satisfaisante pour stabiliser ce gradient thermique si ce n'est de faire échoir le rôle de régénérateur au solide et non plus à l'hélium. C'est ainsi que nous avons été amenés à étudier le concept de régénérateur actif.

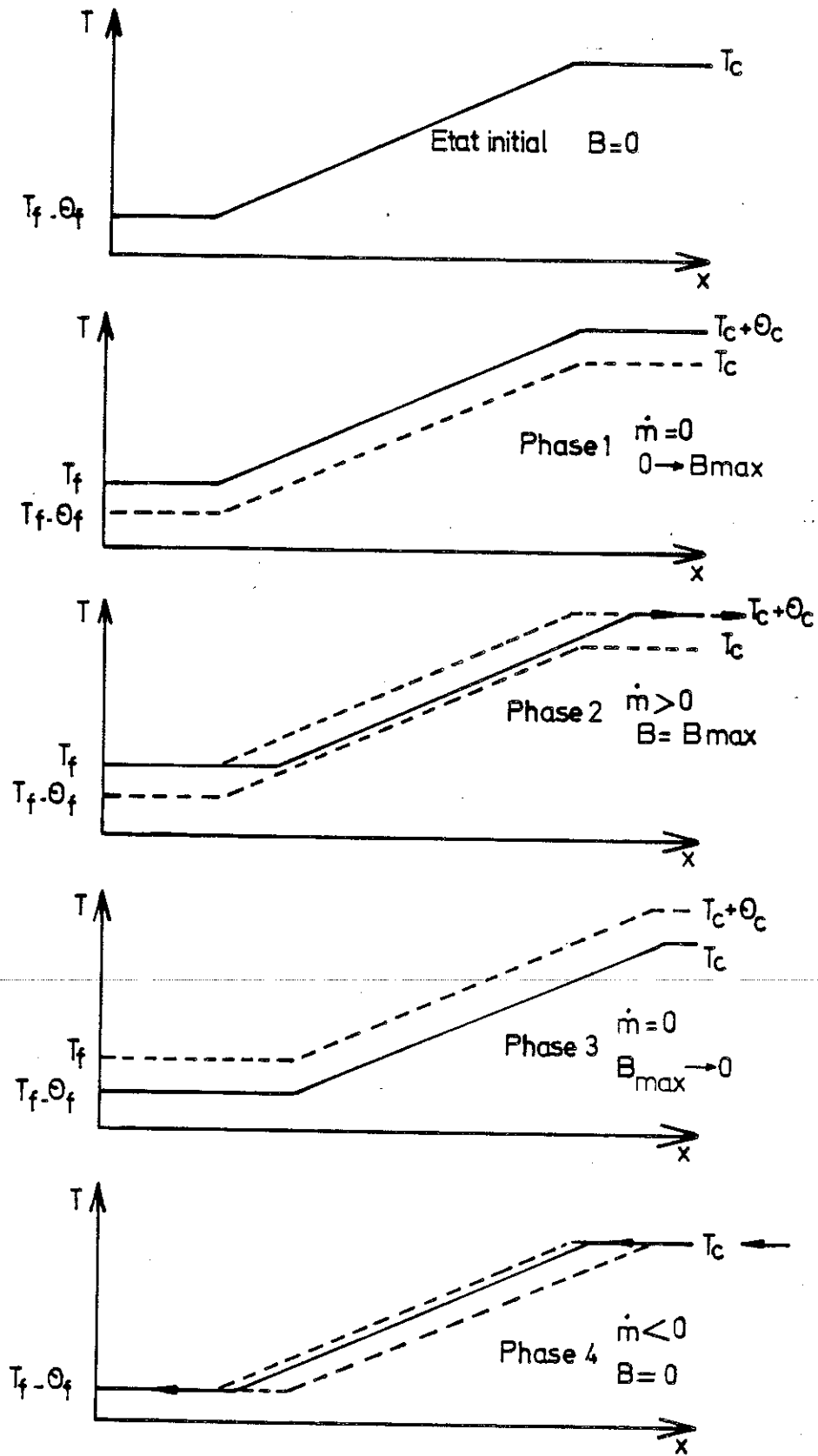


fig. IV. 4 : Cycle de Barclay (3-6)

4. REFRIGERATEUR MAGNETIQUE ALTERNATIF A CYCLE D'ERICSSON
A REGENERATEUR ACTIF

4.1 Introduction - Cycle de Barclay

Dans ces machines, le matériau magnétique devant conserver le gradient de température, depuis la température de la source froide jusqu'à celle de la source chaude, chaque grain magnétique ne pourra subir qu'une petite incursion en température. On aura donc un fonctionnement comparable à celui d'un régénérateur classique mais avec en plus, la possibilité de modifier la température en chaque point du régénérateur par application d'un champ magnétique.

Barclay, qui le premier a décrit un régénérateur actif⁽³⁻⁶⁾, propose le fonctionnement suivant, illustré à la figure IV-4.

Dans l'état initial, le régénérateur n'est soumis à aucun champ magnétique et présente un gradient thermique entre son extrémité froide à $T_f - \theta_f$, plus froide que la source froide à T_f , et son extrémité chaude à la température de la source chaude T_c .

Dans un premier temps, on aimante le régénérateur de sorte que sa température passe de $T_f - \theta_f$ à T_f , côté froid, et de T_c à $T_c + \theta_c$ côté chaud. Pendant cette phase, aucune débit ne circule.

Puis, dans une deuxième phase, un certain débit de fluide \dot{m} , froid, traverse le régénérateur en collectant la chaleur d'aimantation et ressort côté chaud à $T_c + \theta_c$.

Dans une troisième phase, le régénérateur est désaimanté sans circulation de gaz. Il est alors plus froid en moyenne, qu'il ne l'était dans l'état initial.

Enfin, dans la quatrième phase, le débit de gaz \dot{m} , sorti pendant la deuxième phase à $T_c + \theta_c$ a été refroidi jusqu'à T_c , cédant ainsi la chaleur d'aimantation à la source chaude, est réinjectée dans le régénérateur où il

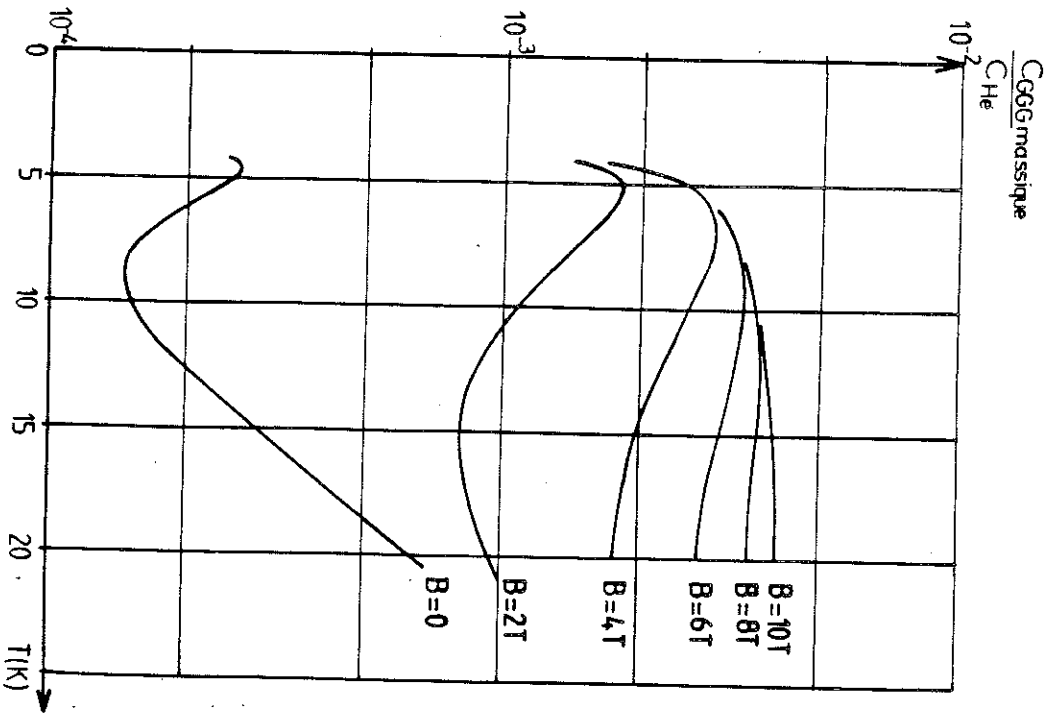


fig. IV. 5 : Rapport des capacités thermiques massiques du GGG et de l'hélium pour différents champs appliqués.

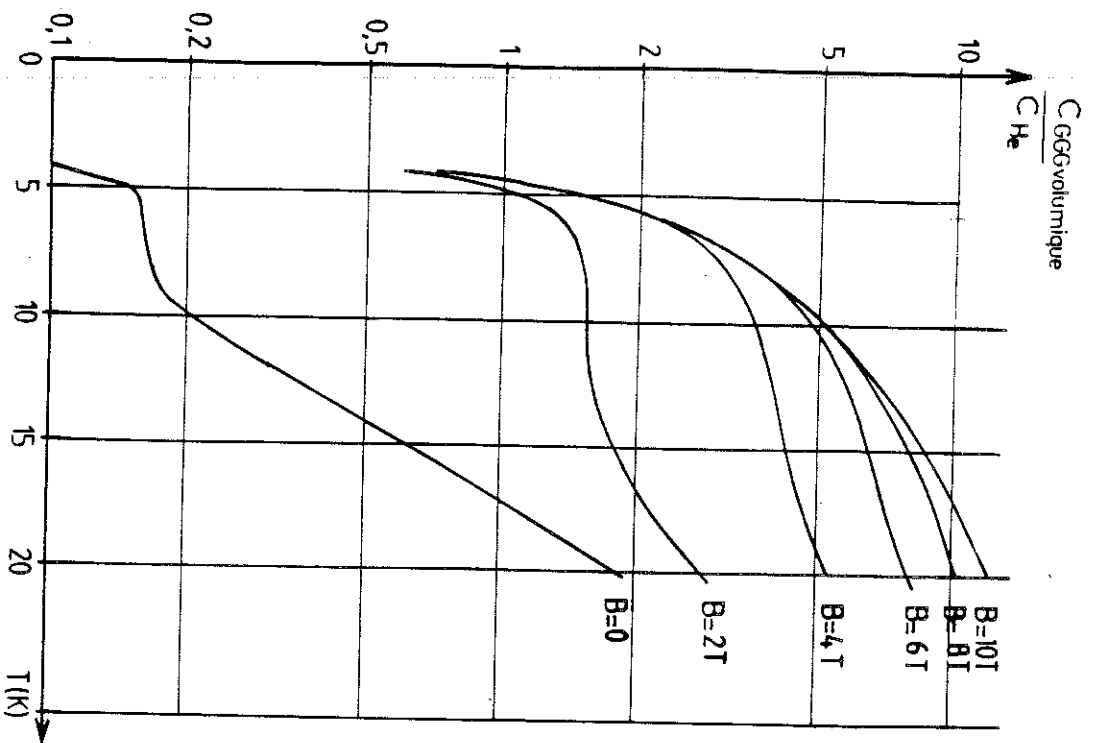


fig. IV. 6 : Rapport des capacités thermiques volumiques du GGG et de l'hélium pour différents champs appliqués.

sera refroidi jusqu' $T_f - \theta_f$, donnant donc une puissance frigorifique proportionnelle à θ_f jusqu'à ce que le régénérateur soit retourné à son état initial.

Les différentes couches constituant le régénérateur exécutent des petits cycles de Brayton magnétique, légèrement décalés en température les uns par rapport aux autres, et ne couvrant chacun qu'une fraction de l'écart total de température entre les deux sources. Cette particularité pourra être mise à profit en utilisant des matériaux différents le long du régénérateur en choisissant à chaque niveau de température le matériau le mieux adapté : paramagnétiques en-dessous de 20 K, ferromagnétiques, choisis en fonction de leur température de Curie, au-dessus.

Si les performances du réfrigérateur magnétique ne sont plus limitées, comme précédemment, par les propriétés d'un seul matériau magnétique, elles connaissent quand même des limites. Tout d'abord, l'application du principe de Carnot à l'ensemble du régénérateur, montre que l'on doit avoir la relation :

$$|Q_c/T_c| > |Q_f/T_f| \quad \text{soit} \quad \theta_c/T_c > \theta_f/T_f$$

Mais le principe de Carnot s'applique aussi à chaque tranche du régénérateur et la moindre imperfection sur le cycle d'une tranche du régénérateur se répercute, en s'aggravant, sur les tranches en aval du débit de gaz (et sur l'ensemble du régénérateur puisque le débit est alterné).

Dans le cas qui nous intéresse, le régénérateur fonctionne en-dessous de 20 K avec un matériau paramagnétique (le grenat de gadolinium et gallium). La chaleur spécifique des paramagnétiques varie fortement avec le champ magnétique et avec la température, comme on peut s'en rendre compte à la figure IV-5 où nous avons tracé le rapport de la capacité thermique massique du GGG à la capacité thermique massique de l'hélium pour différents champs magnétiques. Il sera avantageux de remplacer le champ nul par un champ faible pour avoir une chaleur spécifique plus forte contribuant à rendre plus efficaces les cycles de chaque tranche.

Mais pour certaines applications, cf. Chap. III, on désire que θ_f et θ_c soient grands, il faudra alors que le champ fort soit très différent du champ faible, afin de réaliser les phases de changement de température adiabatique. La chaleur spécifique du matériau magnétique sera donc forte dans la phase à champ fort où le gaz circule de la source froide vers la source chaude, et plus faible, d'un facteur 2 ou 3, voire plus, dans la phase à champ faible où le gaz circule de la source chaude vers la source froide.

Mais il y a plus grave. En effet, la matrice de matériau paramagnétique comporte un certain taux de vide ϵ . Sous pression atmosphérique, ce taux de vide doit être supérieur à 1/3, sinon les pertes de charge de circulation deviennent rédhibitoires. Sous haute pression, on pourrait tolérer un taux de vide plus faible, mais la masse de gaz contenue dans le volume vide serait beaucoup plus grande et c'est justement cette masse, et non le volume, qui crée le problème dont nous allons débattre.

Soit \dot{m} un débit de gaz entrant à T_c dans le régénérateur pour en ressortir à $T_f - \theta_f$, et circulant pendant le temps τ . Si M_s désigne la masse de matériau magnétique contenue dans le régénérateur, C_s sa chaleur spécifique, C_g celle du gaz, la chaleur enlevée au débit de gaz \dot{m} causera une élévation moyenne de température de la matrice, θ , telle que :

$$M_s C_s \theta = \dot{m} \tau C_g (T_c - T_f + \theta_f)$$

Le gaz contenu dans le volume vide verra sa température moyenne s'élever, elle aussi, de θ . Or, la densité ρ du gaz varie, en gros, comme $1/T$, le volume vide contiendra donc moins de gaz après s'être échauffé. Si m_g désigne la masse de gaz contenue dans le volume vide au temps initial et Δm_g sa variation, on peut écrire :

$$\left| \frac{\Delta m_g}{m_g} \right| = \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| \approx \frac{\theta}{T}$$

où \bar{T} est la température moyenne du gaz contenu dans le régénérateur. On peut estimer \bar{T} par :

$$\rho(\bar{T}) = \bar{\rho} = \frac{1}{T_c - T_f + \theta_f} \int_{T_f - \theta_f}^{T_c} \rho(T) dT$$

En prenant ρ inversement proportionnel à la température :

$$\bar{T} \approx \frac{T_c - T_f + \theta_f}{\text{Log}\left(\frac{T_c}{T_f - \theta_f}\right)}$$

En combinant les équations que nous venons d'écrire, on obtient :

$$\frac{\Delta m_g}{m_g} = \frac{\theta \text{Log}\left(\frac{T_c}{T_f - \theta_f}\right)}{T_c - T_f + \theta_f} = \frac{\dot{m} \tau C_g}{M_s C_s} \text{Log}\left(\frac{T_c}{T_f - \theta_f}\right)$$

d'où :

$$\dot{m} \tau = \frac{M_s C_s}{m_g C_g} \left(\frac{1}{\text{Log}\left(\frac{T_c}{T_f - \theta_f}\right)} \right) |\Delta m_g|$$

Comme on peut le voir à la figure IV-6, le rapport de la capacité thermique volumique du GGG à celle de l'hélium sous pression atmosphérique ne sera guère supérieure à 1 pour la phase à champ faible. Compte tenu des valeurs probables de T_c et T_f , respectivement de l'ordre de 20 et 4 K, et du taux de vide on peut s'attendre à ce que $\dot{m} \tau$ soit à peine supérieur à Δm_g . On voit donc que quand une certaine masse de gaz venant de la source chaude traverse le régénérateur, le volume vide doit se vider d'une masse de gaz équivalente du fait de l'élévation de température. Ce gaz ne peut sortir que vers la source froide et on a en fait une augmentation continue du débit

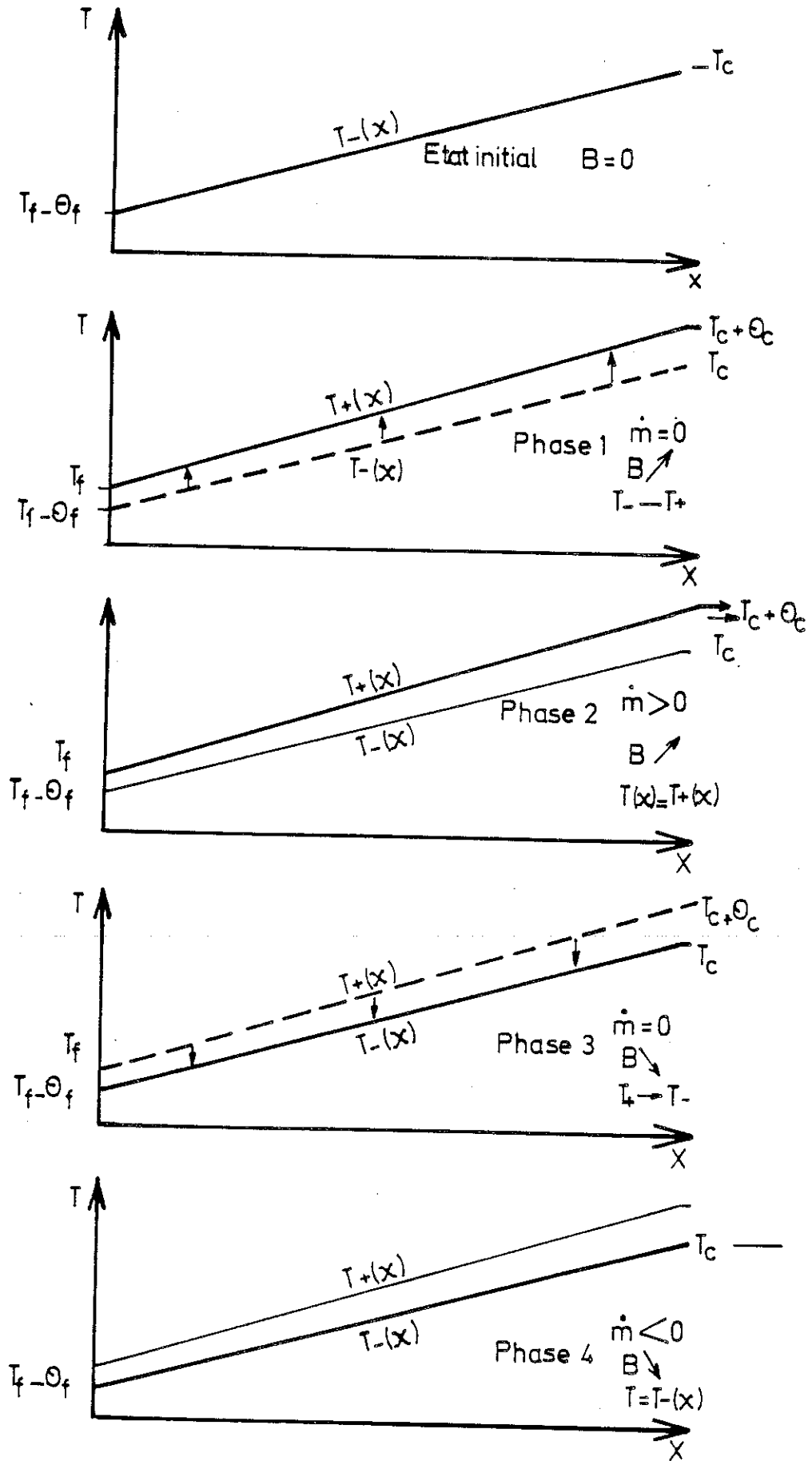


fig. IV. 7 : Cycle proposé pour le régénérateur actif.

de gaz depuis son entrée dans le régénérateur jusqu'à sa sortie. Des calculs plus rigoureux nous ont montré que cette augmentation continue du débit aggrave ce phénomène et le débit \dot{m}_c circulant dans les tranches les plus chaudes n'est qu'une faible fraction du débit \dot{m}_f circulant dans les tranches les plus froides. L'application du principe de Carnot à l'ensemble du régénérateur doit s'écrire alors :

$$\dot{m}_c \frac{\theta_c}{T_c} \gg \dot{m}_f \frac{\theta_f}{T_f}$$

On voit donc que θ_c doit être très grand devant θ_f , rendant difficile son obtention avec des champs raisonnables.

Le principe du régénérateur actif de Barclay peut difficilement s'appliquer aux températures qui nous intéressent, 4 à 20 K. Par contre, à des températures plus élevées, la contribution du réseau à la chaleur spécifique devient grande et la densité de l'hélium plus faible. On pourra alors avoir un rapport plus favorable entre le débit traversant le régénérateur et la masse contenue dans le volume vide. De plus, la chaleur spécifique magnétique ne représente plus qu'une fraction de la contribution du réseau (indépendante du champ), le cycle de Barclay sera possible.

Nous allons voir comment nous comptons faire fonctionner un régénérateur actif à basse température.

4.2 Cycle du réfrigérateur à régénérateur actif proposé

Quand un débit de gaz venant de la source chaude traverse le régénérateur, celui-ci s'échauffe. Si dans le même temps, on désaimante le régénérateur, celui-ci aura tendance à se refroidir, ce qui réduira l'échauffement dû à la circulation de gaz chaud, et, si la désaimantation est suffisamment importante, l'effet de refroidissement peut l'emporter sur l'échauffement. En dosant convenablement la désaimantation, on peut donc maintenir constante la température du matériau magnétique. De même, on peut empêcher le régénérateur de se refroidir quand le débit est inversé, c'est-à-dire quand le

débit de gaz le traverse en venant de la source froide, par une aimantation dosée convenablement.

Pour obtenir un effet de réfrigération, il suffit de modifier la température du régénérateur avant d'inverser le débit. Le cycle s'articule autour de quatre phases, correspondant à quatre variations de champs magnétiques, ne faisant intervenir que deux gradients de température. Le déroulement du cycle, décrit à la figure IV-7 est le suivant.

Dans l'état initial, le régénérateur est en champ nul, et la température de chaque tranche $T(x)$ est telle que $T(x = 0) = T_f - \theta_f$ et $T(x = L) = T_c$.

La première phase est une aimantation telle que la température passe de $T(x)$ à $T(x) + \theta(x)$ avec $\theta(x = 0) = \theta_f$ et $\theta(x = L) = \theta_c$. Le gradient thermique s'établit donc entre T_f et $T_c + \theta_c$.

Dans la deuxième phase, un débit de gaz \dot{m} , venant de la source froide traverse le régénérateur et on augmente le champ magnétique de sorte que la température de chaque tranche reste constante. Le débit \dot{m} collecte la chaleur d'aimantation isotherme et sort du régénérateur à $T_c + \theta_c$.

La troisième phase est une désaimantation ramenant la température de $T(x) + \theta(x)$ à $T(x)$. La température est donc la même que dans l'état initial, mais le régénérateur est aimanté.

La quatrième phase consiste en une désaimantation accompagnée d'une circulation de gaz venant de la source chaude telle que la température de chaque tranche reste constante pour qu'à la fin de cette phase le régénérateur se trouve revenu à son état initial.

4.3 Analyse du cycle proposé - Théorie simple

Pour cette analyse, nous admettrons que le matériau magnétique échange parfaitement sa chaleur (sans écart de température), avec le gaz. Dans un

premier temps, nous admettrons que le volume vide est nul. Chaque tranche du régénérateur subit alors un cycle de Carnot comprenant une aimantation adiabatique (phase 1), une aimantation isotherme (phase 2), une désaimantation adiabatique (phase 3), et enfin, une désaimantation isotherme (phase 4). Il faut donc que les variations d'entropie magnétique dans les phases 2 et 4 soient identiques, d'où la première condition :

$$\Delta S_2(x) = \Delta S_4(x)$$

Dans la phase 2, le débit de gaz \dot{m}_2 circulant pendant le temps τ_2 , de la source froide à la source chaude, enlèvera dans la tranche en x, une quantité de chaleur égale à :

$$\dot{m}_2 \tau_2 C_p \frac{d(T+\theta)}{dx}$$

Cette quantité de chaleur est proportionnelle à la variation totale d'entropie $\Delta S_2(x)$, à la température de la tranche $T(x) + \theta(x)$ et à la masse dM_S de matériau magnétique contenu dans la tranche, de sorte que l'on a :

$$\dot{m}_2 \tau_2 C_p \frac{d(T+\theta)}{dx} = \frac{dM_S}{dx} (T(x) + \theta(x)) \Delta S_2(x)$$

De même, pour la quatrième phase, on a :

$$\dot{m}_4 \tau_4 C_p = \frac{d(T+\theta)}{dx} = \frac{dM_S}{dx} T(x) \Delta S_4(x)$$

Des trois équations que nous venons d'écrire, on déduit facilement la condition :

$$\frac{\dot{m}_2 \tau_2 C_p(T+\theta)}{\dot{m}_4 \tau_4 C_p(T)} \frac{d(T+\theta)}{T+\theta} = \frac{dT}{T}$$

qui n'est autre que l'expression du principe de Carnot. En se fixant \dot{m}_2 , \dot{m}_4 , τ_2 , τ_4 et $T(x)$, on peut calculer $\theta(x)$ et le champ magnétique $B(x, t)$. On

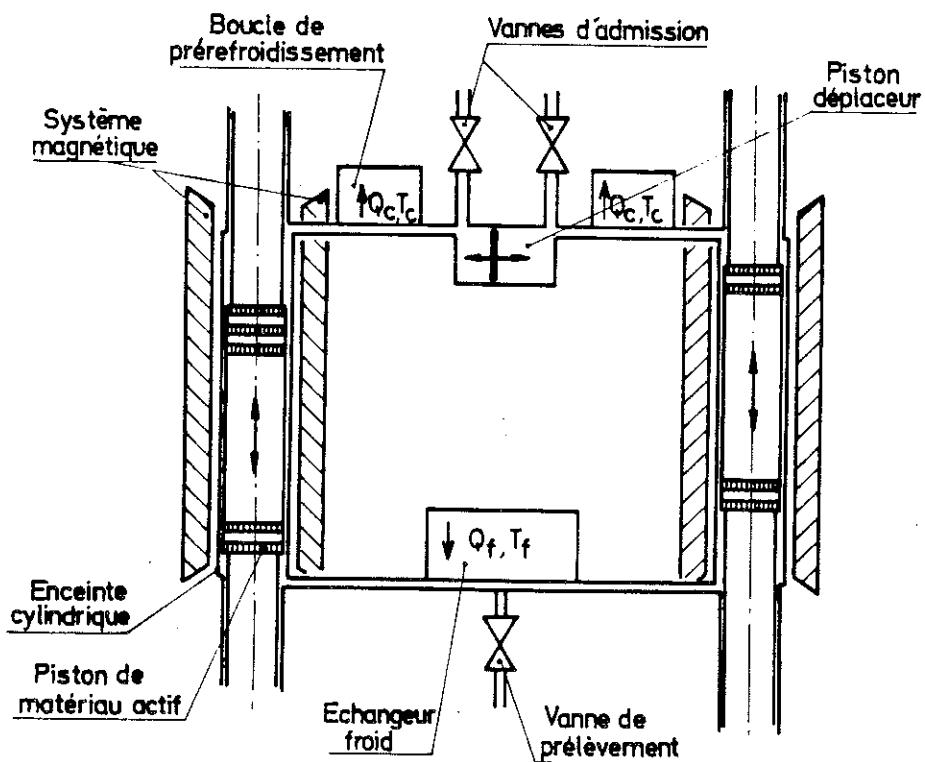


fig. IV. 8 : Schéma du réfrigérateur à régénérateur actif à pistons mobiles et champ fixe.

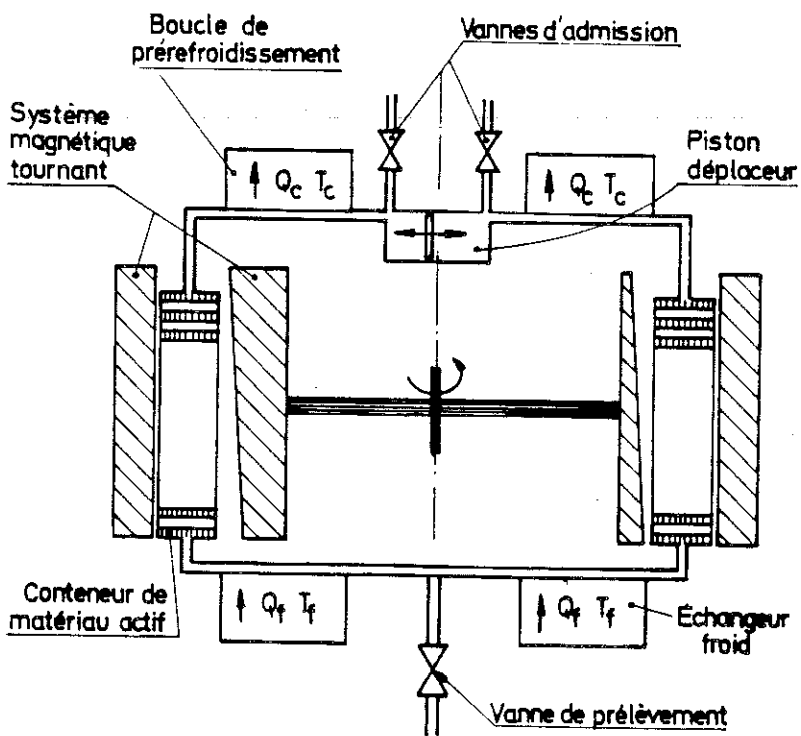


fig. IV. 9 : Schéma du réfrigérateur à régénérateur actif à aimant tournant.

peut donc, du moins en principe, maîtriser complètement le cycle. Contrairement au cycle de Barclay, la faible chaleur spécifique du réseau à très basse température est très avantageuse car plus elle est forte, plus grande est la variation de champ nécessaire pour passer de $T(x)$ à $T(x) + \theta(x)$. L'influence du volume vide est la même que celle du réseau : il faudra pour effectuer les changements de température, une variation de champ d'autant plus grande, que le taux de vide sera élevé. Par contre, on a éliminé la conséquence la plus néfaste du volume vide, celle liée à la variation du débit dans les phases avec circulation de gaz. En effet, durant les deux phases isothermes, la masse d'hélium contenue dans chaque tranche du régénérateur reste constante, le débit se conserve donc d'un bout à l'autre du régénérateur. Quant au débit de gaz résultant des variations de température, il ne pose ni plus ni moins de problèmes que dans le cycle de Barclay.

Les principaux problèmes liés au cycle du régénérateur actif étant résolus, il nous faut trouver un schéma de construction pour le réfrigérateur.

4.4 Refrigérateur à régénérateur actif

Le mode de fonctionnement, obligatoirement alternatif, nous a suggéré un schéma de réfrigérateur à piston tel que celui représenté à la figure IV-8. Suivant ce schéma, deux pistons de matériau actif se déplacent alternativement et en opposition de phase dans deux enceintes cylindriques. Autour de ces enceintes des solénoïdes ou des aimants permanents créent le gradient de champ. Sans aller plus avant dans la description de ce réfrigérateur, nous pouvons souligner les deux points qui nous l'ont fait rejeter. Le premier point est l'impossibilité de réaliser rigoureusement les variations de champ dans le temps de chaque tranche par un simple déplacement du piston dans un gradient de champ unique. Toutefois, des solutions, approximatives mais satisfaisantes, auraient pu être trouvées, s'il n'y avait, et c'est le deuxième point, l'effet "navette". Les pertes par effet navette existent chaque fois que deux objets, couplés thermiquement et présentant tous deux un gradient de température, se déplacent alternativement l'un par rapport à l'autre. Le

mécanisme de ces pertes est simple : tôt ou tard, au cours du déplacement relatif, il arrivera qu'un des objets se trouve plutôt plus froid que l'autre. Du fait du couplage thermique, il recevra de la chaleur et s'échauffera de sorte que, revenu à son point de départ, il sera à son tour le plus chaud et restituera sa chaleur. Ceci correspond donc à un transport de la chaleur du chaud vers le froid. Les pertes par effet navette ont été étudiées par Zimmerman et Longsworth⁽⁸⁾. Calculées, dans notre cas, ces pertes dépasseraient très largement la puissance frigorifique théorique.

C'est pourquoi, nous en sommes venus au schéma de la figure IV-9 où le matériau magnétique est contenu dans une enveloppe immobile, donc sans effet navette, assurant la tenue mécanique des grains de matériau, canalisant le fluide et formant l'isolation thermique. L'aimantation et la désaimantation sont obtenues grâce à un système magnétique tournant. Ainsi, chaque tranche du régénérateur peut avoir sa propre variation de champ au cours du temps, ce qui répond parfaitement à l'impératif d'avoir une évolution du champ différente à la montée en champ et à la descente.

De part et d'autre du circulateur, dans la zone chaude du réfrigérateur, on a des échangeurs chargés de thermaliser le gaz avant son entrée dans les éléments actifs. De même, à la source froide, des échangeurs sont placés de façon à consommer la puissance frigorifique. Dans un autre mode de fonctionnement, la puissance est délivrée sous la forme d'un débit de gaz prélevé dans la partie froide du réfrigérateur. Il faut alors un jeu de vannes permettant de superposer au débit principal alterné, un petit débit continu, allant de la source chaude vers la source froide. D'autres modes de fonctionnement, entre autres ceux décrits au chapitre III, peuvent être réalisés moyennant une adaptation des échangeurs et du circulateur en fonction de l'application particulière.

Dans sa version finale, ce réfrigérateur pourrait comporter un grand nombre d'éléments actifs disposés en couronne utilisant alors la pleine capacité de l'aimant tournant.

5. CONCLUSION

Cette étude des cycles à régénération et des moyens de les mettre en oeuvre nous a permis de définir le cycle et le schéma de principe du réfrigérateur que nous nous proposons de construire. Ce réfrigérateur utilisera le principe du régénérateur actif, potentiellement très performant, bien compris sur le plan qualitatif, mais d'une grande complexité du point de vue des calculs et de la réalisation des fonctions thermodynamiques. Toutefois, le régénérateur actif présente une caractéristique particulièrement intéressante, consistant en une spécialisation de chaque tranche de matériau actif dans une tranche de température étroite devant l'écart total de température. Cette spécialisation des tranches permet, pour un champ donné, d'avoir le maximum de variation d'entropie en prenant à chaque niveau de température, le matériau actif le mieux adapté. La solution de l'aimant tournant, outre qu'elle élimine les principales sources de pertes, permet d'imposer à chaque tranche du régénérateur, l'exacte variation de champ dans le temps, donnant l'efficacité maximale.

BIBLIOGRAPHIE

1. A. Lacaze, "Réfrigération Magnétique continue dans le domaine de l'hélium superfluide", Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut National Polytechnique de Grenoble (1982).
2. J.R. Van Geuns, "A study of a new magnetic refrigerating cycle", Philip Res. Rep. Suppl., 6, 1966.
3. J.A. Barclay, W.A. Steyert, "Magnetic refrigeration for space applications. Report on a design study", LASL, LA, 8134, 1980.
4. J.A. Barclay, W.A. Steyert, "Magnetic refrigerator development", Electric Power Research Institute, Rapport EPRI-EL, 1757, 1981.
5. J.A. Barclay, "Can magnetic refrigerator liquefy hydrogen at high efficiency" Trans. A.S.M.E., 1981, papier 81-HT-82.
6. J.A. Barclay, "The Theory of an active magnetic regenerative refrigerator", 2nd Conference on refrigeration for cryogenic sensors and electronic systems, NASA Center, Greenbelt, (1982).
7. P. Seyfert, "Etude d'un réfrigérateur magnétique à vocation spatiale pour des températures inférieures à 20 K - Choix de configuration", Note interne SBT/CT/85-08 (1985).
8. F.F. Zimmerman, R.C. Longworth, "Schuttle heat transfer" Adv. Cryo. Eng. 16, 1971, 342-351.

ANNEXE AU CHAPITRE V

NOMENCLATURE

A	Section totale du régénérateur (solide + vide)
B	Induction magnétique
Cp	Chaleur spécifique du fluide
D, d	Diamètre
d _h	Diamètre hydraulique
dp	Diamètre de particule
e	Epaisseur entre deux plaques
f	Fréquence ou facteur de perte de charge ($= \frac{2\Delta P}{\rho v^2} \frac{d_h}{L}$)
FDM	Facteur de mérite
h	Coefficient d'échange thermique
H	Enthalpie massique du fluide à la température T
H ₊ , H ₋	Enthalpie du fluide à la température T ₊ (x), T ₋ (x)
L	Longueur du régénérateur
\dot{m}	Débit en masse, \dot{m}_i débit pendant la phase i
$m_+ = \dot{m}_2 \tau_2 $	Masse totale de gaz transitant par le régénérateur pendant l'aimantation isotherme avec Tg(x, t) = T ₊ (x)
$m_- = \dot{m}_4 \tau_4 $	Masse totale de gaz transitant pendant la désaimantation isotherme avec Tg(x, t) = T ₋ (x)
Δm	Masse de fluide prélevée à chaque cycle
Nu	Nombre de Nusselt
p	Périmètre chauffant
P	Pression
ΔP	Perte de charge
P _c , P _f	Puissance dégagée à la source chaude, absorbée à la source froide
Pr	Nombre de Prandtl
Q _c , Q _f	Energie dégagée à la source chaude, absorbée à la source froide
Re	Nombre de Reynolds
S	Entropie massique du solide (fonction de B et T _s)
Sg	Entropie massique du fluide
ΔS_i	Variation d'entropie du solide pendant la phase i
t	Temps

T	Température, T_g pour le gaz, T_s pour le solide
$T_+(x)$	Température du fluide pendant l'aimantation isotherme
$T_-(x)$	Température du fluide pendant la désaimantation isotherme
T_c	Température de la source chaude = $T_-(x = L)$
T_f	Température de la source froide = $T_+(x = 0)$
T_p	Température de paroi
ΔT	Différence de température entre le fluide et le solide = $T_s - T_g$, $\Delta T_i = \Delta T $ pendant la phase i
v	Vitesse du fluide
x	Abscisse le long du régénérateur ; $x < 0$ correspond à la source froide, $x > 0$ correspond à la source chaude
α	Coefficient de dilatation isobare = $\frac{1}{\rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right _P$, facteur de proportionnalité
ε	Taux de vide
ρ	Densité du fluide, ρ_s = densité du solide
$\rho_+(x), \rho_-(x)$	Densité du fluide à la température $T_+(x)$, $T_-(x)$
$\theta(x)$	$T_+(x) - T_-(x)$
θ_c	$\theta(x = L)$
θ_f	$\theta(x = 0)$
τ_i	Durée de la phase i
μ	Viscosité

CHAPITRE V

CALCUL DU CYCLE ET DES PERFORMANCES DU REFRIGERATEUR A REGENERATEUR ACTIF

1. EQUATIONS - PRESENTATION DU CODE SBTFORF*

Les équations des régénérateurs classiques ont été écrites et étudiées par de nombreux auteurs (voir par exemple réf. 1 à 7). Les hypothèses traditionnelles comportent entre autres, l'indépendance des chaleurs spécifiques du gaz et du solide avec la température, et souvent la capacité thermique du volume vide est négligée.

Plus récemment, des auteurs se sont intéressés à l'influence de la variation de la chaleur spécifique du solide⁽⁸⁾, et à l'influence du volume vide^(9,12), montrant que dans des applications particulières des régénérateurs, et plus précisément pour la cryogénie, on ne peut se contenter des solutions classiques du système d'équations.

Dans notre cas, non seulement les propriétés physiques du fluide varient beaucoup avec la température mais en plus, la chaleur spécifique du solide varie et avec la température et avec le champ magnétique. Il ne s'agit plus d'effets marginaux, intervenant au deuxième ordre mais, au contraire, d'effets prépondérants. La seule simplification que nous nous autorisons est de négliger la conduction thermique longitudinale qui sera traitée séparément (elle sera estimée à l'aide des courbes présentées par Mac Adams⁽²²⁾ et mesurée sur le banc d'essai).

1.1 Equations et discrétisations

Le régénérateur peut comporter plusieurs tronçons différents par la matériau magnétique, le taux de vide, la section, etc...

* Programme écrit par A. Viault et A. Latrobe (CISI) dérivé des méthodes décrites dans les références 13 à 16.

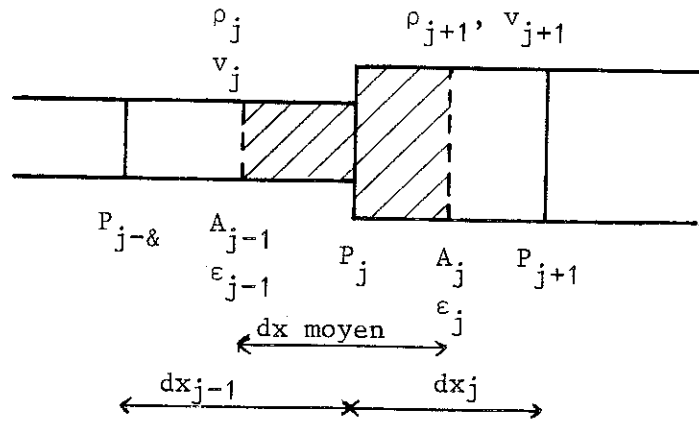


fig. V.1.a: Maille de contrôle pour l'équation de conservation de la masse.

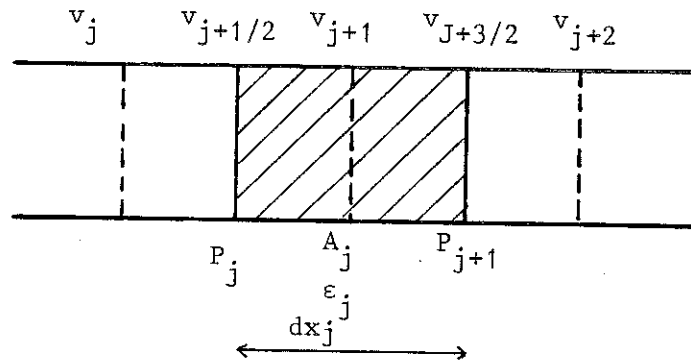


fig. V.1.b: Maille de contrôle pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

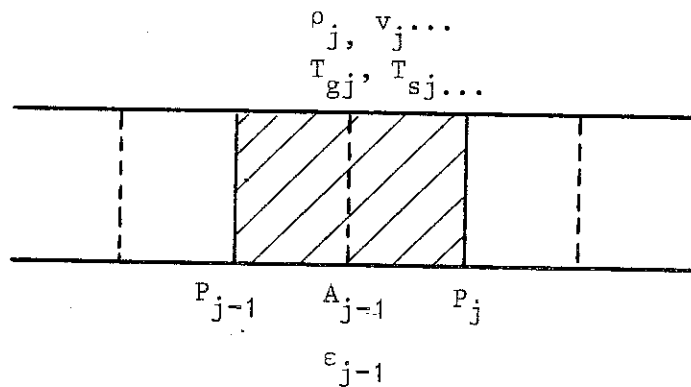


fig. V.1.c: Maille de contrôle pour l'équation de conservation de l'énergie.

Un tronçon est limité par deux noeuds de pression. Mis à part la pression, toutes les variables sont centrées au milieu des mailles, c'est-à-dire entre deux noeuds de pression.

Le système d'équations différentielles à résoudre est donné par l'application des principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

L'équation de conservation de la masse s'écrit, conformément à la nomenclature donnée en annexe :

$$\epsilon A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \dot{m}}{\partial x} = 0 \quad (\text{masse})$$

La distribution sur la maille de contrôle représentée à la figure V-1.a, mène à une équation de la forme :

$$a_{3j} \delta T_{gj}^{n+1} + a_{2j} \delta P_j^{n+1} + \delta \dot{m}_{j+1}^{n+1} - \delta \dot{m}_j^{n+1} = C_{1j} \quad (\text{masse})$$

avec : j = indice d'espace, n : indice de temps, δX_j^{n+1} = accroissement de la variable X dans j -ième maille pendant le n -ième intervalle de temps.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{1}{\epsilon A} \left[\frac{\partial \dot{m}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}v) \right] + \frac{\partial P}{\partial x} = - \rho(F + g \cos \alpha) \quad (\text{quantité de mouvement, q.d.m.})$$

où F est le facteur de perte de charge et g l'accélération de la pesanteur.

La discrétisation de cette équation sur la maille de contrôle représentée à la figure V-1.b, mène à une équation de la forme :

$$\delta P_{j+1}^{n+1} - \delta P_j^{n+1} + b_j \delta \dot{m}_{j+1}^{n+1} = C_{2j} \quad (\text{q.d.m.})$$

La conservation de l'énergie s'exprime à travers deux équations, une pour le solide, l'autre pour le fluide :

$$(1 - \epsilon) A \rho_s T_s \left(\frac{\partial S}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \right) = h p (T_g - T_s) \quad (\text{énergie solide})$$

$$\epsilon A \rho C_p \frac{\partial T_g}{\partial t} + \dot{m} C_p \frac{\partial T_g}{\partial x} = h p (T_s - T_g) \quad (\text{énergie gaz})$$

La discrétisation de ces deux équations, opérée sur la maille représentée à la figure V-1.c, mène à un système de la forme :

$$T_{sj}^{n+1} = e_j \delta T_{gj}^{n+1} + d_j \quad (\text{énergie solide})$$

$$a_{1j} \delta T_{gj}^{n+1} = c_{3j} \quad (\text{énergie gaz})$$

1.2 Résolution

A l'aide de la dernière équation, on peut réécrire l'équation de conservation de la masse :

$$a_{2j} \delta P_j^{n+1} + \delta \dot{m}_{j+1}^{n+1} - \delta \dot{m}_j^{n+1} = c_{1j} - \frac{a_{3j} c_{3j}}{a_{1j}}$$

Les $\delta \dot{m}$ peuvent s'exprimer en fonction de δP , grâce à l'équation de quantité de mouvement, de sorte que l'équation précédente peut s'écrire :

$$t_j \delta P_{j-1}^{n+1} + u_j \delta P_j^{n+1} + v_j \delta P_{j+1}^{n+1} = w_j$$

avec :

$$t_j = - \frac{1}{b_{j-1}}$$

$$u_j = a_{2j} + \frac{1}{b_j} + \frac{1}{b_{j-1}}$$

$$v_j = - \frac{1}{b_j}$$

$$w_j = c_{1j} - \frac{a_{3j} c_{3j}}{a_{1j}} - \frac{c_{2j}}{b_j} + \frac{c_{2j-1}}{b_{j-1}}$$

Cette équation écrite pour toutes les valeurs de j , mène à un système tridimensionnel en δP , résolu par la méthode de Gauss.

Pour être opérationnel, le programme SBTFORF nécessite une loi d'échange de chaleur et une loi de perte de charge. Il nécessite, de surcroît, l'introduction d'un certain nombre de paramètres tels que : champs magnétiques, débits, distribution géométrique du matériau, fréquence de fonctionnement...

Pour déterminer les lois d'échange de chaleur et de pertes de charge nous considérerons deux cas : soit le gaz circule dans les canaux longitudinaux usinés dans le matériau actif, soit le matériau actif se présente sous forme de granules (lit compact).

2. ECHANGE DE CHALEUR ET PERTE DE CHARGE DANS DES CANAUX

2.1 Corrélations

Comme nous l'avons vérifié à la fin de l'étude (à l'aide des formules de Blasius et de Colburn), le régime d'écoulement du fluide et de la chaleur est laminaire. Le calcul de la perte de charge correspond à la loi de Poiseuille

$$\Delta P = \frac{64}{Re} \frac{\rho v^2}{2} \frac{L}{d_h} = 32 \frac{\mu}{\rho} \frac{\dot{m}}{\epsilon A} \frac{L}{d_h^2}$$

Les corrélations d'échange de chaleur en régime laminaire sont généralement données sous la forme (17,18) :

$$Nu = a \left(Re Pr \frac{d_h}{L} \right)^m$$

Ces corrélations où la longueur d'échange intervient dans le calcul du nombre de Nusselt ne s'appliquent qu'au cas où la température de paroi T_p est uniforme. Dans ce cas, l'écart de température entre le fluide et la paroi décroît exponentiellement avec la longueur d'échange, et la quantité de chaleur échangée n'est pas proportionnelle à la surface d'échange.

Notre cas est sensiblement différent puisque la paroi présente un gradient de température et c'est le flux de chaleur qui est constant.

On peut prendre dans la formule du nombre de Nusselt une longueur L non pas égale à la longueur de l'échangeur mais à une unité de longueur sur laquelle la température de paroi varie peu, soit par exemple $L = d_h$. Le nombre de Nusselt peut s'écrire alors :

$$Nu = 1,86 (Re Pr)^{1/3}$$

Pour des valeurs très faibles du nombre de Reynolds, on a conduction pure. Avec un profil de vitesse parabolique pleinement développé (19-21) le nombre de Nusselt minimal pour un flux de chaleur constant vaut :

$$Nu = 48/11 \approx 4,36 \quad (\text{Canaux cylindriques de diamètre } d = d_h)$$

$$Nu = 140/17 \approx 8,24 \quad (\text{Plaques planes distantes de } e = d_h/2)$$

En principe, quand les propriétés physiques du fluide dépendent de la température, le nombre de Nusselt est plus grand lorsque le fluide est plus chaud que la paroi et plus faible si le fluide est plus froid, conformément à la formule (22) :

$$Nu = 5,14 - 0,78 \frac{T_p}{T_g}$$

valable pour un flux de chaleur uniforme dans un canal cylindrique avec, pour le fluide, $\rho \propto T^{-1}$, μ et $k \propto T^{0,68}$, Pr et C_p constants.

Compte tenu de la faible valeur de $\Delta T = |T_p - T_g|$ que l'on cherche à atteindre (une fraction de Kelvin), on négligera la variation du nombre de Nusselt.

2.2 Calcul du débit et du diamètre hydraulique pour des canaux

Si on se fixe le ΔP de circulation et le ΔT d'échange, on a deux relations à satisfaire :

$$d_h^2 = \frac{32L}{\Delta P} \frac{\mu}{\rho} \frac{\dot{m}}{\varepsilon A}$$

$$d_h^2 = \frac{4 \Delta T}{T_c - T_f} \frac{Nu k}{C_p} \frac{\varepsilon A}{\dot{m}} L$$

La deuxième relation est obtenue en réécrivant l'équation d'énergie pour le gaz sous la forme simplifiée :

$$h p \Delta T = \dot{m} C_p \frac{T_c - T_f}{L}$$

et en remarquant que $p = 4\varepsilon A/d_h$ et $h = Nu k/d_h$

En prenant $Pr = \mu C_p/k = 0,7$, $\mu = 2,310^{-5} \text{ g cm}^{-1}\text{s}^{-1}$, $\rho = 0,005 \text{ g cm}^{-3}$, $T_c = 20 \text{ K}$, $T_f = 5 \text{ K}$, $\Delta P = 10 \text{ mbar}$, $\Delta T = 0,1 \text{ K}$, la conduction pure ne serait possible que pour des longueurs très faibles de l'échangeur (1 à 10 mm), on a donc toujours convection.

Dans ces conditions, on calcule :

$$\frac{\dot{m}}{\varepsilon A} = 0,66 L^{1/9}$$

$$d_h = 3,14 \cdot 10^{-3} L^{5/9}$$

$$Re = 90 L^{2/3}$$

La longueur L du régénérateur pourrait par exemple être de 20 cm, donnant : $\dot{m}/\varepsilon A = 0,93 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, $Re = 670$, e et d étant de l'ordre du dixième de millimètre.

Le diamètre hydraulique d_h varie comme $\Delta T^{1/3} \Delta P^{-2/9}$, le débit \dot{m} varie comme $\Delta T^{2/3} \Delta P^{5/9}$. On verra au paragraphe 4 que les variations de ΔP et ΔT sont liées. Si on veut maintenir $\Delta T/\Delta P$ constant, les dimensions e et d varient peu en fonction des ΔT et ΔP choisis, par contre \dot{m} en dépend. Par exemple, si on veut diviser par 10 ΔT et ΔP , \dot{m} sera divisé par 17 alors que e et d ne sont réduits que de 30 %. D'autre part, il est possible, dans ce type de géométrie, d'envisager un taux de vide très faible, mais pour un débit donné, la section de passage εA du gaz est fixée, c'est-à-dire, que, si on veut ε petit, il faut une section totale A grande.

3. ECHANGE DE CHALEUR ET PERTE DE CHARGE DANS DES LITS COMPACTS

3.1 Echange de chaleur

Les échanges de chaleur dans les lits compacts⁽²²⁻³⁰⁾ sont généralement décrits à partir d'un diamètre hydraulique d_h égal à quatre fois le volume vide divisé par la surface d'échange. Le diamètre hydraulique d_h s'exprime en fonction du diamètre de la particule d_p et du taux de vide ε par la relation :

$$d_h = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} d_p$$

Le nombre de Reynolds est basé sur ce diamètre hydraulique et sur la vitesse moyenne du gaz dans le volume vide :

$$Re = \frac{\dot{m} d_h}{\varepsilon A \mu}$$

La corrélation que nous utiliserons, donnant des valeurs du nombre de Nusselt faibles, comparées aux autres, est⁽³⁰⁾:

$$Nu = \frac{h d_h}{k} = 0,23 Re^{0,7} Pr^{1/3} \quad (\text{valable pour } Re > 10)$$

Pour des valeurs du nombre de Reynolds suffisamment faibles (<10) nous prendrons la valeur généralement admise⁽²⁶⁻²⁸⁾, correspondant au nombre de Nusselt minimal pour une sphère isolée soit :

$$Nu = \frac{h d_p}{k} = 2$$

soit en remplaçant d_p :

$$Nu = \frac{h d_h}{k} = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}$$

3.2 Perte de charge

Diverses possibilités d'utilisation des granules se présentent : concasser le matériau magnétique puis le tamiser, ou réaliser des sphères ou des cubes de dimensions plus ou moins uniformes. Dans tous les cas, il faut obtenir un taux de vide faible tout en conservant une faible perte de charge. La bonne connaissance de cette perte de charge est donc primordiale.

De nombreuses corrélations existent donnant le coefficient de perte de charge dans des lits compacts de granules de formes très variées⁽²⁷⁻³⁶⁾ mais le problème est de savoir laquelle donne les meilleurs résultats. Une étude comparative a été faite par Yen⁽³²⁾, d'où il ressort que trois d'entre elles donnent de bons résultats. La meilleure, celle de Brownell^(34,35), donne cependant des erreurs de 50 % pour des formes géométriques bien définies. A l'usage, il s'est avéré très difficile de prédire une perte de charge avec

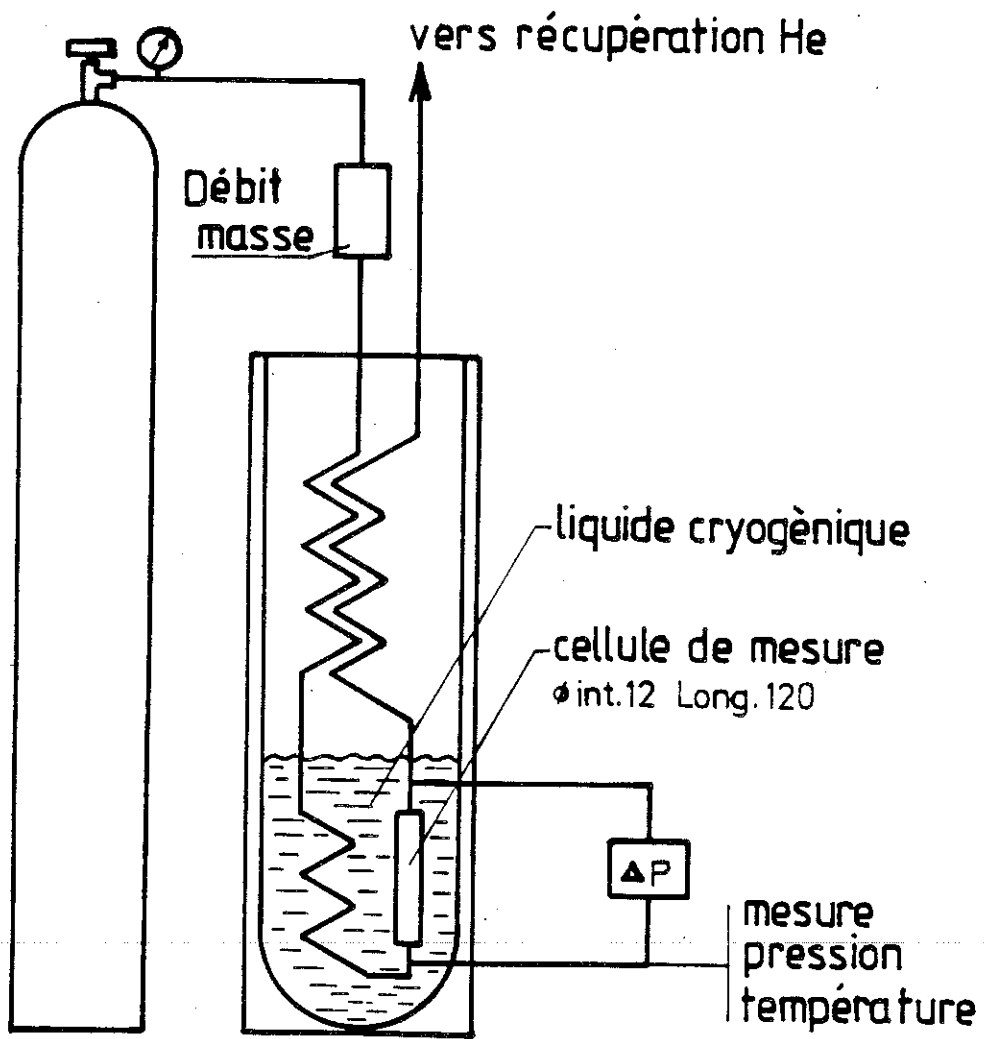


fig. V. 2 : Montage expérimental pour la mesure des pertes de charge.

ces corrélations car elles font intervenir des paramètres inconnus a priori : sphéricité, surface par unité de volume, etc... C'est pourquoi nous avons décidé de mesurer des pertes de charge et de les comparer à deux corrélations de sorte à prédire la perte de charge dans notre réfrigérateur.

Quatre types de granules ont été utilisés dans le montage expérimental de la figure V-2 : des sphères d'acier présentant une très faible rugosité et une dispersion sur le diamètre infime, des sphérules de zircone, de diamètres relativement inhomogènes, des granules de GGG obtenus par concassage et tamisage, et enfin des cubes de GGG arrondis par brassage.

La première corrélation utilisée, celle de Brownell^(34,35), consiste à calculer un nombre de Reynolds modifié $Re_m = Re \times F_{Re}$, où $Re = \dot{m} d_p / \mu A$ est calculé sur la section totale et avec le diamètre de la particule. On détermine ensuite un coefficient de frottement f par les valeurs classiques de f en fonction de Re , puis on le multiplie par un nouveau facteur de frottement F_f . On a alors :

$$\Delta P = F_f f \left(\frac{\dot{m}}{A} \right)^2 \frac{L}{2\rho d_p}$$

Les deux facteurs F_{Re} et F_f sont donnés en fonction de la porosité et de sphéricité sur les diagrammes de la figure V-3.

La seconde corrélation, celle d'Ergun⁽³⁶⁾, est basée sur le fait que la perte de charge dans les lits compacts est principalement due aux effets visqueux et aux pertes d'énergie cinétique. On peut la représenter sous la forme d'un coefficient de perte de charge :

$$f(Re) = 2,33 + \frac{133,3}{Re}$$

On peut faire apparaître le terme classique $64/Re$ en écrivant que la longueur L' du canal suivi par le fluide est plus long que la longueur L du régénérateur, on a alors :

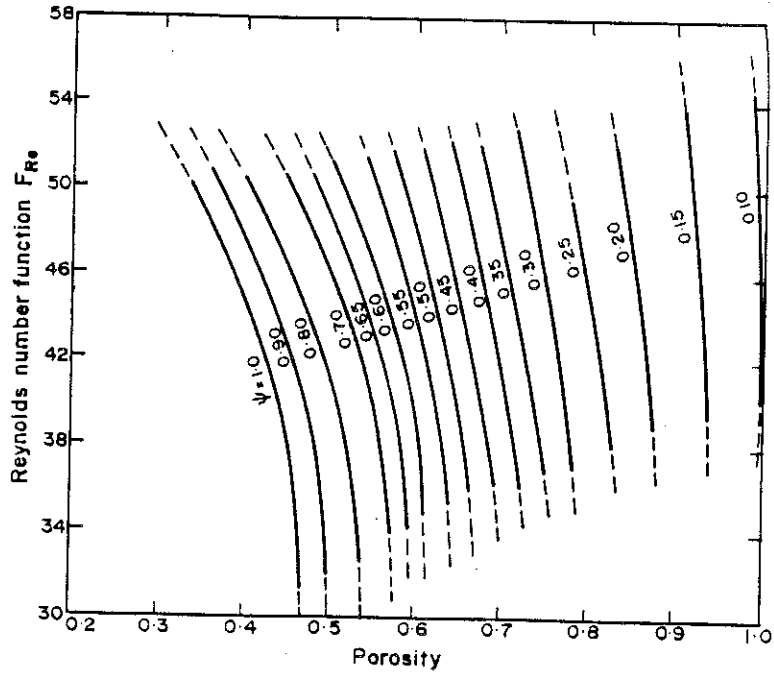


fig. V.3.a: facteur multiplicatif du nombre de Reynolds en fonction de la porosité ϵ et de la sphéricité Ψ d'après Brownell (34, 35)

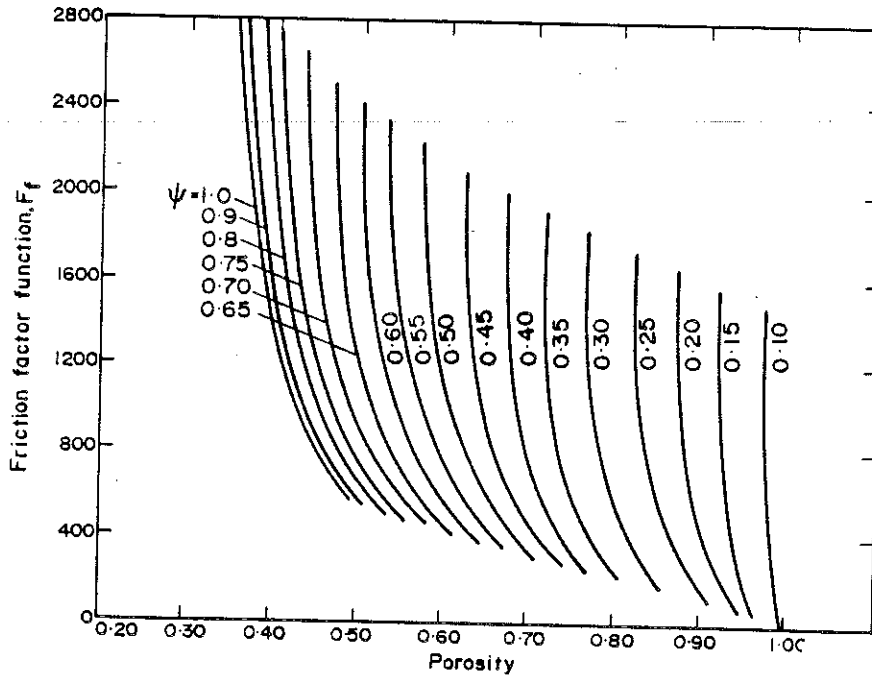


fig. V.3.b: facteur multiplicatif du coefficient de perte de charge en fonction de la porosité ϵ et de la sphéricité Ψ d'après Brownell (34, 35)

$$f(\text{Re}) = (1,125 + \frac{64}{\text{Re}})2,08$$

soit $L' = 2,08 L$

On a donc une perte de charge classique avec un terme pour les forces visqueuses ($64/\text{Re}$), un terme constant dû aux changements de section de passage le long du canal suivi par le fluide, qui intervient pour des nombres de Reynolds plus faibles que dans un tube du fait de l'ampleur de ces changements de section, et enfin, une longueur de canal L' mesurant non plus la longueur du lit compact mais celle de l'écoulement.

Dans cette corrélation, le nombre de Reynolds est calculé de manière classique ($\text{Re} = \dot{m} d_h / \epsilon A \mu$). La perte de charge s'écrit :

$$\Delta P = (1,17 \text{Re} + 66,7) \text{Re} \frac{\mu^2 L}{\rho d_h^3}$$

3.2.1 Perte de charge pour des sphères, des sphérules et des cubes arrondis

Nous avons représenté à la figure V-4, l'ensemble des résultats expérimentaux sur les sphères, sphérules et cubes arrondis, exprimés selon la corrélation de Brownell. La courbe en trait plein représente la courbe classique de coefficient de frottement pour une conduite lisse. La figure V-5 représente les mêmes résultats selon la corrélation d'Ergun. Dans les deux cas, les valeurs sont calculées pour le diamètre moyen des sphérules.

La deuxième corrélation est en-dessous des valeurs expérimentales d'environ 20 %, ce qui correspond à ce qui avait été indiqué par Yen⁽³²⁾. Dans la méthode d'Ergun, les résultats sont mieux représentés par :

$$f(\text{Re}) = 2,33 + 166/\text{Re} = (0,9 + 64/\text{Re})2,6$$

La longueur L' du trajet du fluide serait donc d'environ 2,6 L soit 25 % de plus que dans la corrélation d'Ergun.

La comparaison entre valeurs expérimentales et valeurs calculées montre que les deux corrélations s'appliquent aussi à un lit compact formé de sphérules présentant une certaine dispersion sur le diamètre.

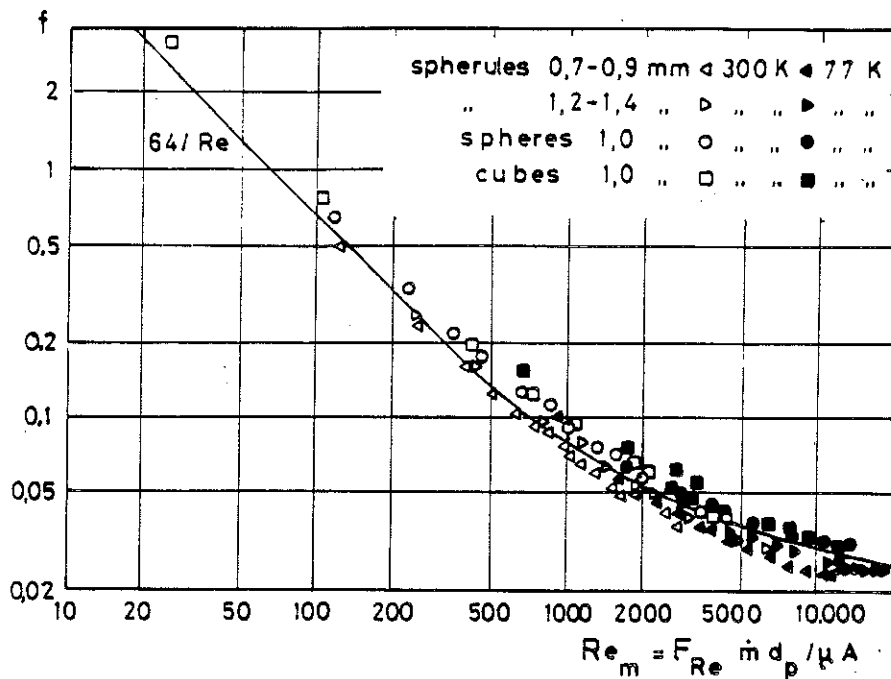


fig. V.4 : Résultats expérimentaux avec des sphères, sphérules et cubes arrondis, exprimés selon la corrélation de Brownell.

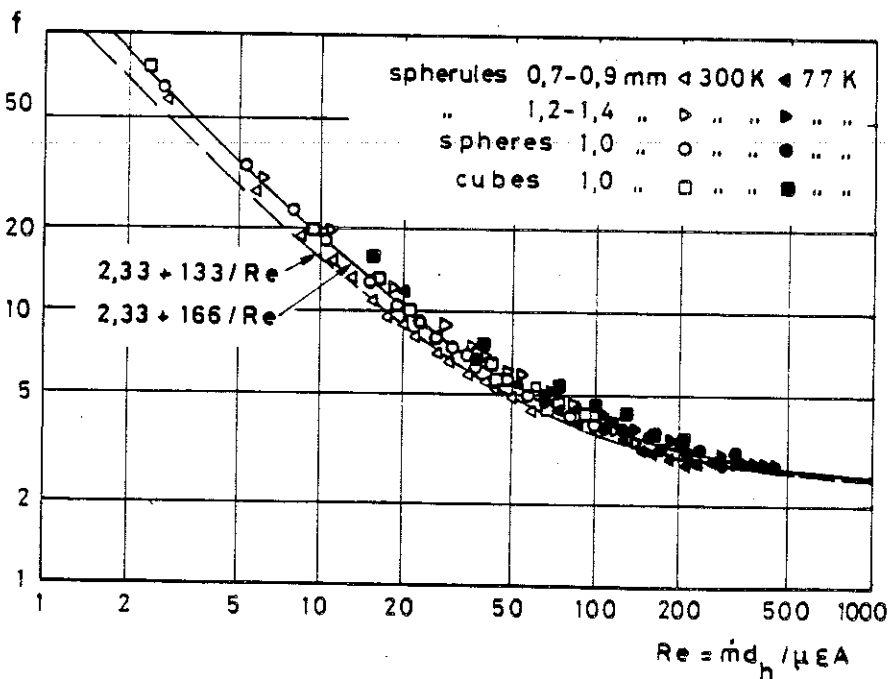


fig. V.5 : Résultats expérimentaux avec des sphères, sphérules et cubes arrondis, exprimés selon la corrélation d'Ergun.

3.2.2 Perte de charge dans des granules de GGG

Les granules, obtenus par concassage, présentent une nette ressemblance avec du verre brisé, avec un grande variété de formes : cubes, aiguilles, plaquettes, etc...

D'autre part, le taux de remplissage ne dépasse guère 50 %. Pour obtenir des taux de remplissage plus élevés, nous avons compacté des échantillons à la presse.

Les courbes expérimentales de la figure V-6, exprimées selon la corrélation d'Ergun, montrent que le facteur de perte de charge est cinq fois plus élevé pour des granules concassés que pour des sphères de même diamètre malgré un taux de vide nettement plus important, 48 % au lieu de 39 %.

Avec des échantillons concassés et compactés à 61 %, la perte de charge est 16 fois celle que l'on pourrait escompter avec des sphères. Le compactage à 73 % multiplie encore par 8 la perte de charge à l'hélium (résultats non représentés).

Ces résultats peuvent s'interpréter par un trajet du fluide 5 fois plus grand dans des granules concassés que dans les sphères et 16 fois plus grand quand les granules sont compactés.

Le terme constant du facteur de perte de charge, rendant compte des changements de section, est un peu plus grand dans les granules concassés (+ 30 %) mais augmente fortement avec le compactage (x 2).

Conclusion

Les granules obtenus par concassage, même s'ils présentent une surface par unité de volume nettement plus grande que les sphères, se rangent mal et surtout offrent une grande résistance à l'écoulement du fluide.

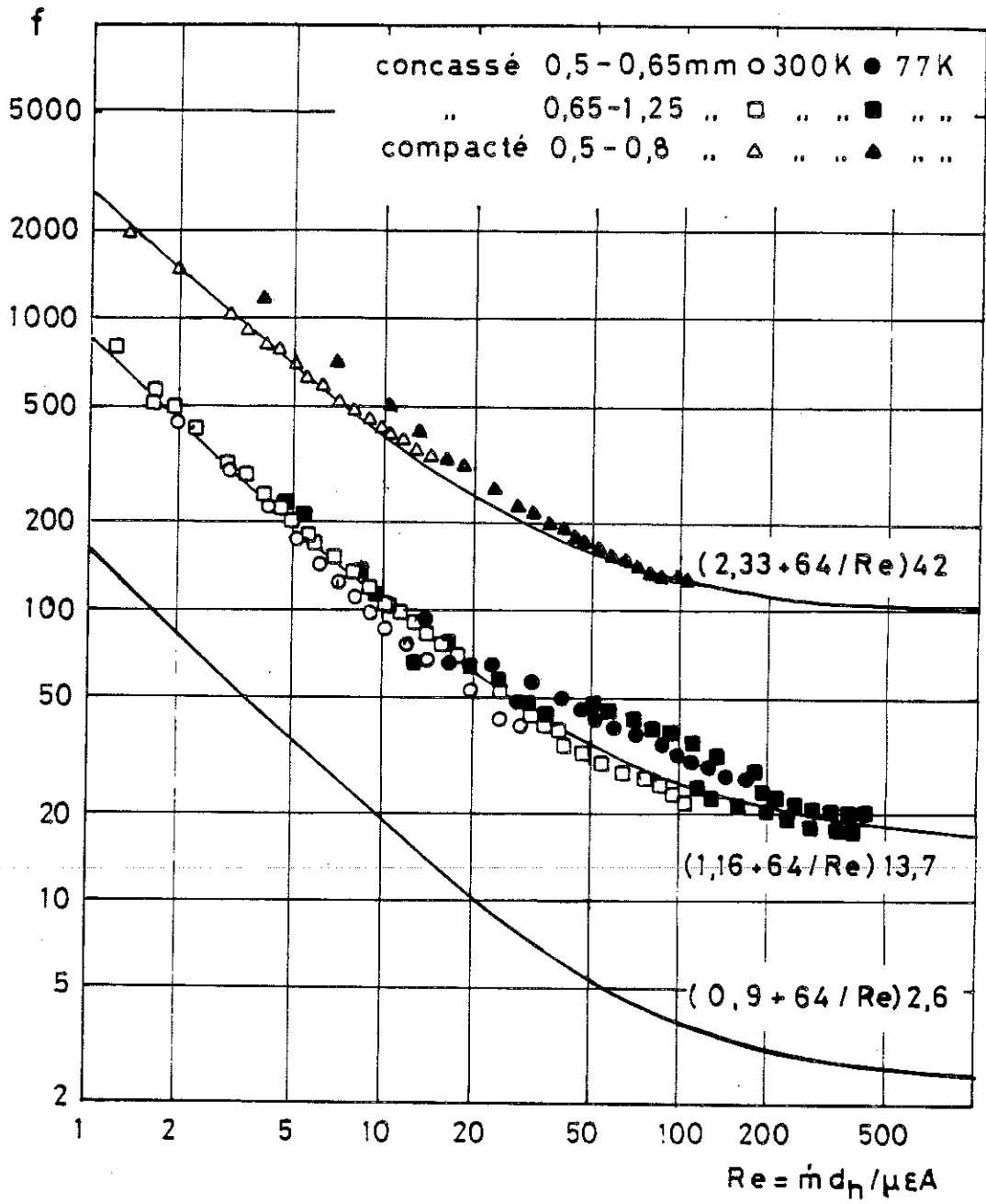


fig. V.6 : Résultats expérimentaux avec des granules de GGG concassés (milieu) concassé et compacté à 61 % (haut), et courbe pour des sphères de même diamètre (en bas).

On est donc contraint d'utiliser des particules plus ou moins sphériques pour lesquelles le taux de remplissage sera légèrement supérieur à 60 %. La perte de charge pourra être calculée par la formule d'Ergun⁽³⁶⁾, et la surface par unité de volume sera égale à $6/d_p$.

3.3 Calcul du débit et du diamètre de particule pour des lits compacts

Comme précédemment, si on se fixe le ΔP de circulation et le ΔT d'échange on a deux relations à satisfaire :

$$\Delta P = (1,17 Re + 66,7) Re \frac{\mu^2 L}{\rho d_n^3} \quad \left(\text{Ergun, } Re = \frac{\dot{m} d_h}{\varepsilon A \mu} \right)$$

$$d_h^2 = 4 Nu \frac{k}{C_p} \frac{\varepsilon AL}{\dot{m}} \frac{\Delta T}{T_c - T_f}$$

En fixant $L = 20$ cm, $T_c = 20$ K, $T_f = 5$ K, $\Delta P = 10$ mbars, $\Delta T = 0,1$ K et $Nu = 0,23 Re^{0,7} Pr^{1/3}$ on obtient :

$$\frac{\dot{m}}{\varepsilon A} = 0,22 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad \left(\text{soit } \frac{\dot{m}}{A} = 0,09 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ pour } \varepsilon = 0,4 \right)$$

$$d_h = 0,028 \text{ cm ou } d_p = 0,063 \text{ cm}$$

$$Re = 274$$

Pour un même taux de vide ε , on peut faire passer un débit 4 fois plus faible dans un lit compact que dans des canaux. De plus, les canaux permettent de choisir ε contrairement aux lits compacts. Toutefois, du fait des difficultés respectives de mise en oeuvre, nous commencerons les essais avec des lits compacts.

4. CALCUL DE LA VALEUR MAXIMALE ADMISSIBLE POUR LA PERTE DE CHARGE

4.1 Effet Joule-Thomson dans le régénérateur pendant la circulation du fluide

Le gaz circulant dans le régénérateur subit une détente de Joule-Thomson pour laquelle on peut écrire :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial P} \right|_H = \frac{1}{C_p} \left(T \left. \frac{\partial V}{\partial T} \right|_P - V \right) = \frac{1}{\rho C_p} (\alpha T - 1)$$

Le calcul de ce coefficient pour une pression nominale de une atmosphère, donne, selon la température, les valeurs indiquées dans le tableau V-1.

T, K	5	10	15	20	25
$\left. \frac{\partial T}{\partial P} \right _H$ K/atm	0,794	0,294	0,176	0,109	0,074

Tableau V-1

Variation de température dans une détente de Joule-Thomson, par atmosphère, pour une pression nominale de une atmosphère

On voit immédiatement l'intérêt qu'il y a à placer le circulateur à la température la plus élevée possible afin que la variation de pression soit plus forte du côté le plus chaud et plus faible du côté le plus froid.

La détente de Joule-Thomson est en fait le bilan entre une détente adiabatique et un réchauffement à pression constante dû au dégagement de chaleur par frottement dans le gaz. Dans une tranche d'épaisseur dx un débit \dot{m} de gaz subit une variation dP de pression. Le dégagement de chaleur par frottement dP_{fr} et :

$$\frac{dP_{fr}}{dx} = \frac{\dot{m}}{\rho} \frac{dP}{dx} \quad \text{soit } P_{fr} = \frac{\dot{m} \Delta P}{\rho}$$

La quantité de chaleur cédée par le débit \dot{m} au régénérateur est approximativement : $Q = \dot{m} C_p(T_c - T_f)$.

Pour que P_{fr} soit négligeable devant Q on peut imposer par exemple :

$$P_{fr} < 10^{-2} \dot{Q}$$

ce qui donne :

$$\Delta P < 10^{-2} \bar{\rho} C_p(T_c - T_f)$$

Avec $T_c = 20$ K, $T_f = 5$ K, il faut réaliser $\Delta P < 30$ mbars

4.2 Compression et détente adiabatique lors de l'inversion du débit

Lorsqu'on inverse le débit, le gaz contenu dans le régénérateur subit une compression ou une détente isentropique dont l'amplitude correspond à deux fois la perte de charge de circulation à travers un régénérateur.

La variation de température ΔT_a associée à la variation de pression de $2 \Delta P$ est :

$$\frac{\Delta T_a}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{2\Delta P}{P} = 0,8 \frac{\Delta P}{P}$$

L'inversion du débit s'accompagne d'une aimantation ou désaimantation adiabatique du régénérateur destinée à inverser l'écart de température ΔT entre solide et gaz. Au pire on peut tolérer que la variation de température du gaz, ΔT_a , soit égale à celle du solide, $2 \Delta T$. Il faut donc limiter ΔP de sorte que : $\frac{\Delta P}{P} < 2,5 \frac{\Delta T}{T}$

Avec $P = 1000$ mbars et $T = 20$ K : ΔP (mbar) $< 125 \Delta T$ (K)

Dans les exemples précédents, on a pris garde de satisfaire cette dernière condition en prenant $\Delta T = 0,1$ K et $\Delta P = 10$ mbars.

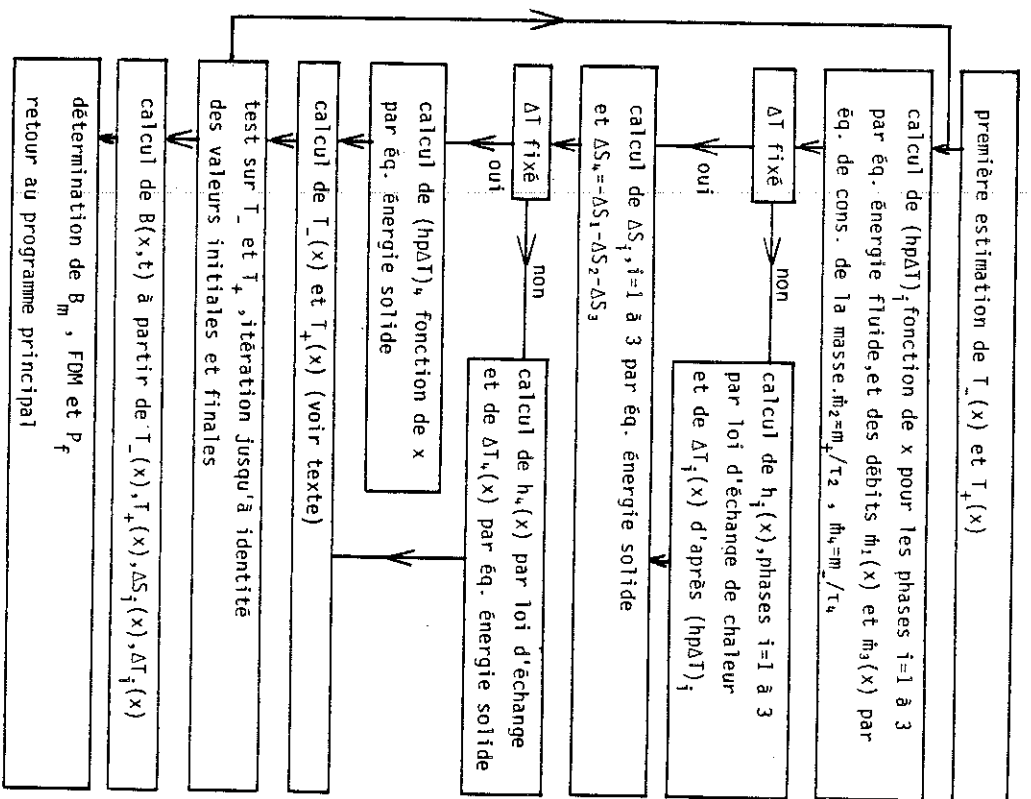
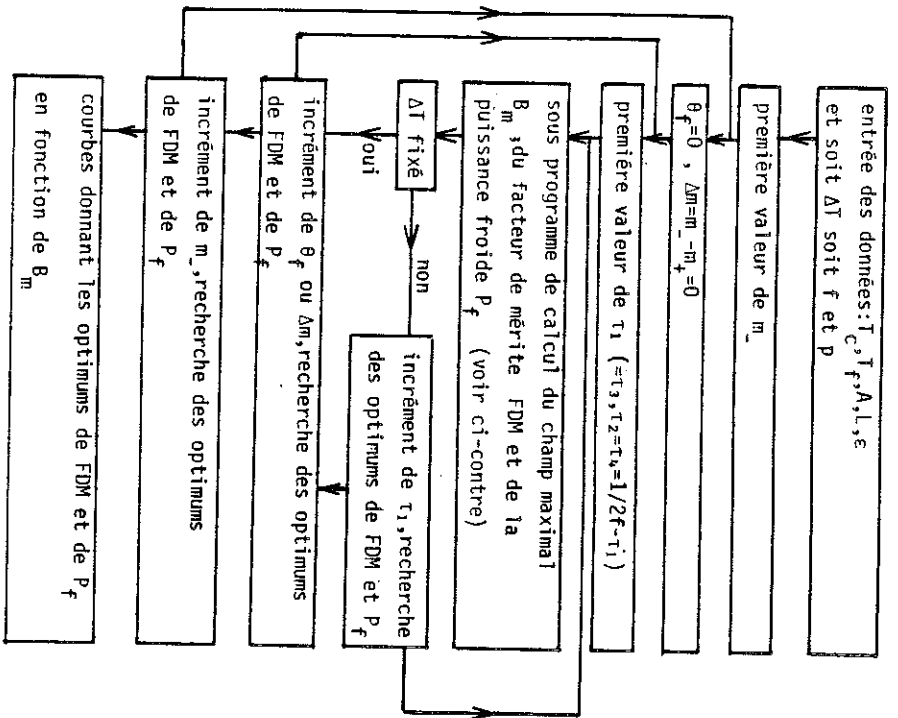


fig. V.7 : Organigramme du programme de calcul permettant l'étude de l'influence des différents paramètres.

PROGRAMME PRINCIPAL

SOUS-PROGRAMME

5. ETUDE PARAMETRIQUE DU REGENERATEUR ACTIF

Pour définir le mieux possible les paramètres à introduire dans le code SBTFORF ($B(x, t)$, $\dot{m}(t)$, ϵ , f , d_p , L ...) nous avons écrit et exploité un second programme de calcul.

5.1 Programme de résolution "statique" des équations du régénérateur

Ce programme effectue une résolution des équations différentielles excluant les régimes transitoires (statique). L'organigramme du programme est représenté à la figure V-7.

Le fonctionnement du régénérateur est caractérisé par deux niveaux de température : il passe alternativement d'un profil "froid", où la température du fluide est $T_-(x)$, à un profil "chaud", où la température du fluide est $T_+(x)$.

Conformément au dessin de la figure V-8, le régénérateur s'étend entre les abscisses $x = 0$ et $x = L$, $x < 0$ correspond à la source froide à la température $T_f = T_+(0)$, $x > L$ correspond à la source chaude à la température $T_c = T_-(L)$.

En négligeant la variation de pression due à la perte de charge, on peut réécrire le système d'équations différentielles à résoudre sous la forme :

$$(1 - \epsilon)A \rho_s (T_g + \Delta T) \frac{\partial S}{\partial t} = h p \Delta T \quad (\text{Energie solide})$$

$$\dot{m} \frac{\partial H}{\partial x} + \epsilon A \frac{\partial H}{\partial t} = h p \Delta T \quad (\text{Energie fluide})$$

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial x} + \epsilon A \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{Masse})$$

(Notations conformes à la nomenclature)

On se propose de résoudre ce système d'équations en supposant que pendant chaque phase, les régimes d'écoulement du fluide et de la chaleur soient continus, de sorte à ramener cette résolution au calcul d'un certain nombre d'intégrales. Pour ce faire, il est nécessaire de former l'hypothèse suivante :

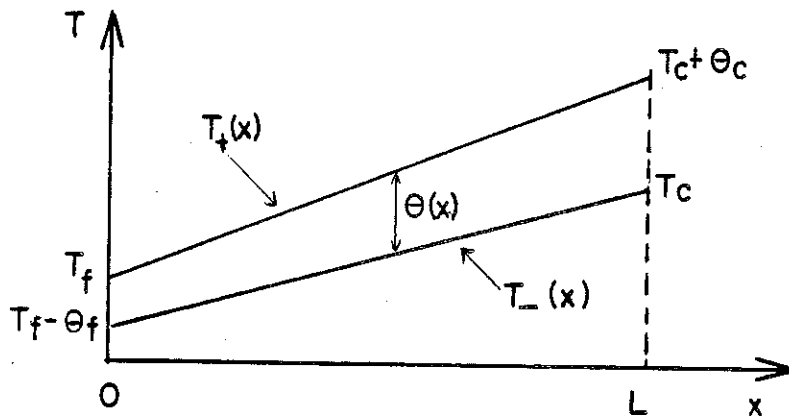


fig.V.8: Température du fluide le long du régénérateur.

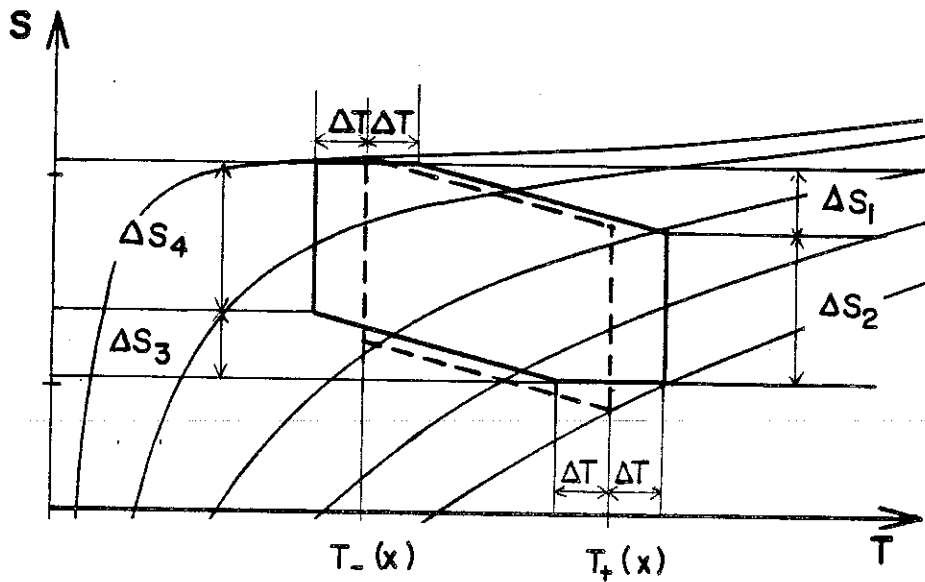


fig.V.9: Cycle d'un grain de matériau situé en x , représenté dans le cas où ΔT est le même pour toutes les phases. Les phases 1 et 3 commencent par une variation de champ adiabatique, de sorte à inverser l'écart de température ΔT entre le matériau magnétique et le fluide. Le pointillé figure le cycle quand $\Delta T = 0$.

* Durant chaque phase, le débit ne dépend pas du temps.

5.1.1 Première phase - Aimantation avec réchauffement du régénérateur

Initialement, le solide est à la température $T_S(x) = T_-(x) - \Delta T_4(x)$, le fluide étant à $T_g(x) = T_-(x)$. Une première aimantation adiabatique inverse le ΔT et le solide se retrouve à $T_S(x) = T_-(x) + \Delta T_1(x)$. Une seconde aimantation, avec échange de chaleur, fait que le solide s'échauffe de $T_-(x) + \Delta T_1(x)$ à $T_+(x) + \Delta T_1(x)$ pendant que le fluide s'échauffe de $T_-(x)$ à $T_+(x)$, (cf. fig. V-9).

Pendant cette première phase, le débit de gaz \dot{m}_1 est fonction de x , mais on peut choisir sa valeur en un point du régénérateur et nous prendrons $\dot{m}_1(x=0) = 0$.

Supposons connus les profils de température $T_+(x)$ et $T_-(x)$. Le débit ne dépendant pas du temps, l'équation de conservation de la masse peut s'écrire :

$$\frac{d\dot{m}_1}{dx} = f(x) = -\varepsilon A \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

En tenant compte des conditions aux limites :

$$\rho(x, t) = (\rho_+(x) - \rho_-(x)) \frac{t}{\tau_1} + \rho_-(x)$$

et

$$\dot{m}_1(x) = -\frac{\varepsilon A}{\tau_1} \int_0^x (\rho_+(x) - \rho_-(x)) dx$$

Connaissant $\rho(x, t)$, on peut écrire les dérivées partielles de l'enthalpie en faisant intervenir le coefficient de dilatation isobare α :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{C_p}{\alpha \rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{C_p}{\alpha \rho} \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = \frac{C_p}{\alpha \rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{C_p}{\alpha \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}$$

Tous calculs faits, on obtient :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{C_p}{\alpha \rho \tau_1} (\rho_+(x) - \rho_-(x))$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = \left[\frac{C_p}{\alpha \rho} \left(\frac{d\rho_+}{dx} - \frac{d\rho_-}{dx} \right) \frac{t}{\tau_1} + \frac{d\rho_-}{dx} \right]$$

Il ne reste plus qu'à remplacer \dot{m} , ρ et les dérivées partielles de l'enthalpie dans l'équation d'énergie pour le fluide, pour obtenir la valeur de h p ΔT en fonction de x et de t .

On peut alors calculer h par une des formules citées précédemment, et déduire $\Delta T(x, t)$, mais on peut aussi fixer ΔT et calculer les valeur $h(x, t)$ qu'il faut obtenir.

Enfin, l'équation d'énergie pour le solide permet de déterminer : $\partial S/\partial t$ et $\Delta S_1 = \int \partial S/\partial t dt$.

5.1.2 Deuxième phase - Aimantation isotherme avec circulation de fluide de la source froide vers la source chaude

Durant cette phase, la température du solide est $T_s(x, t) = T_+(x) + \Delta T$, celle du gaz est $T_g(x, t) = T_+(x)$.

L'équation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \dot{m}_2}{\partial x} = 0$$

Le débit est constant : il ne dépend ni de x ni de t .

Toujours en supposant connu le profil $T_+(x)$, l'équation d'énergie pour le fluide s'écrit :

$$h_p \Delta T = \dot{m}_2 \frac{dH_+}{dx}$$

De même que pour la première phase, on détermine h et ΔT et on déduit de l'équation d'énergie pour le solide les valeurs de $\partial S/\partial t$ et $\Delta S_2 = \int \partial S/\partial t dt$.

5.1.3 Troisième phase - Désaimantation avec refroidissement du régénérateur

Durant la troisième phase, on suit une transformation inverse de celle suivie pendant la première phase.

L'énergie à échanger est la même, le débit et l'écart de température changent simplement de signe. Par contre, la variation d'entropie ΔS_3 n'est pas égale, en valeur absolue, à ΔS_1 . En effet, si durant la première phase, la température moyenne du solide est $\bar{T}_g + |\Delta T|$, durant la troisième phase, elle vaudra $\bar{T}_g - |\Delta T|$. L'égalité des quantités de chaleur échangées pendant ces deux phases se traduit par :

$$(\bar{T}_g + |\Delta T|) \Delta S_1 = - (\bar{T}_g - |\Delta T|) \Delta S_3$$

ou encore :

$$\Delta S_3 = - \left(1 + 2 \frac{\Delta T}{\bar{T}_g} \right) \Delta S_1$$

5.1.4 Quatrième phase - Désaimantation isotherme avec circulation de fluide de la source chaude vers la source froide

Durant cette phase, la température du solide est $T_S(x,t) = T_-(x) + \Delta T$ ($\Delta T < 0$), celle du gaz $T_g(x,t) = T_-(x)$.

Les équations d'énergie pour le gaz et le solide s'écrivent :

$$(1 - \varepsilon) A \rho_S (T_- - \Delta T_4) \left. \frac{\partial S}{\partial t} \right|_4 = h p \Delta T_4 \quad (\Delta T_4 = |\Delta T|)$$

$$\dot{m}_4 \frac{dH_-}{dx} = - h p \Delta T_4$$

Les mêmes équations écrites pour la deuxième phase sont :

$$(1 - \varepsilon) A \rho_S (T_+ + \Delta T_2) \left. \frac{\partial S}{\partial t} \right|_2 = - h p \Delta T_2 \quad (\Delta T_2 = |\Delta T|)$$

$$\dot{m}_2 \frac{dH_+}{dx} = h p \Delta T_2$$

Pendant ces deux phases, le débit et la température sont constants en chaque point, le coefficient d'échange et la puissance échangée sont donc constants (dans le temps). Dans les équations d'énergie pour le solide on peut donc remplacer $\partial S / \partial t$ par $\Delta S / \tau$.

Par combinaison des équations précédents, on obtient alors :

$$\frac{dH_+}{dx} = \frac{T_+ + \Delta T_2}{T_- - \Delta T_4} \frac{\Delta S_2}{\Delta S_4} \frac{\dot{m}_4 \tau_4}{\dot{m}_2 \tau_2} \frac{dH_-}{dx}$$

En introduisant $m_+ = \dot{m}_2 \tau_2$ et $m_- = - \dot{m}_4 \tau_4$, et en remarquant que $\Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_3 + \Delta S_4 = 0$ pour un cycle fermé :

$$\frac{dH_+}{dx} = + \frac{m_-}{m_+} \frac{T_+ + \Delta T_2}{T_- - \Delta T_4} \left(1 + \frac{\Delta S_1 + \Delta S_3}{\Delta S_4} \right) \frac{dH_-}{dx}$$

Cette équation permet de recalculer $T_+(x)$ à partir des valeurs de $T_-(x)$ et $\Delta T_4(x)$ calculées en résolvant les équations d'énergie :

$$(1 - \varepsilon) A \rho_S (T_- - \Delta T_4) \Delta S_4 = h p \tau_4 \Delta T_4$$

$$\dot{m}_4 \frac{dH_-}{dx} = - h p \Delta T_4$$

Il suffit de reprendre le calcul avec les nouvelles valeurs de T_- et T_+ jusqu'à obtenir la convergence.

Remarque

Prenons C_p constant, $\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T_3 = \Delta T_4 = \Delta T$. On peut écrire :

$$C_p \frac{dT_+}{dx} = \frac{m_-}{m_+} \frac{T_+ + \Delta T}{T_- - \Delta T} \left(1 - 2 \frac{\Delta T}{\bar{T}} \left| \frac{\Delta S_1}{\Delta S_4} \right| \right) C_p \frac{dT_-}{dx}$$

d'où :

$$\frac{dT_+}{dT_-} = \frac{m_-}{m_+} \frac{T_+ + \Delta T}{T_- - \Delta T} \left(1 + 2 \frac{\Delta T}{\bar{T}} \left| \frac{\Delta S_1}{\Delta S_4} \right| \right)$$

Plus ΔT est grand, plus la pente de T_+ sera grande.

D'autre part, si on souhaite prélever du gaz froid, on aura m_- plus grand que m_+ , ce qui augmentera encore la pente de T_+ . Enfin, plus la capacité thermique du volume vide du régénérateur est grande, plus ΔS_1 , sera grand, ce qui augmente encore la pente de T_+ .

5.1.5 Bilan thermique aux sources

Dans un premier mode de fonctionnement, la chaleur est échangée avec la source chaude à $T_c = T_-(L)$ pendant la phase 2, par le débit de fluide \dot{m}_2 , sortant à la température $T_+(L)$, pendant le temps τ_2 et avec la source froide à $T_f = T_+(0)$ pendant la phase 4, par le débit de fluide \dot{m}_4 sortant à la température $T_-(0)$ pendant le temps τ_4 .

Les quantités de chaleur Q_c , fournie à la source chaude et Q_f enlevée à la source froide s'écrivent :

$$Q_c = \dot{m}_2 \tau_2 (H_+(L) - H_-(L)) = m_+ [H(T_c + \theta_c) - H(T_c)]$$

$$Q_f = - \dot{m}_4 \tau_4 (H_+(O) - H_-(O)) = m_- [H(T_f) - H(T_f - \theta_f)]$$

Dans ce cas, il n'y a pas de prélèvement et on a $m_- = m_+$. La machine idéale est la machine de Carnot et le facteur de mérite s'écrit :

$$FDM = \frac{Q_f}{Q_c} \frac{T_c}{T_f} = \frac{H(T_f) - H(T_f - \theta_f)}{H(T_c + \theta_c) - H(T_c)} \frac{T_c}{T_f}$$

Dans un deuxième mode de fonctionnement la puissance frigorifique est délivrée sous la forme d'un débit de gaz ($= m_- - m_+$) prélevé à la source froide à la température T_f .

La quantité de chaleur rejetée à la source chaude a la même expression que précédemment. La quantité de chaleur enlevée à la source froide est égale au produit du débit prélevé par la variation d'enthalpie nécessaire pour ramener ce gaz de la température T_f à la température T_c :

$$Q_f = (m_- - m_+) [H(T_c) - H(T_f)]$$

La machine idéale à laquelle on doit comparer le réfrigérateur est celle qui consomme le travail W minimal pour refroidir de T_c à T_f la masse $m_- - m_+$ de fluide. Le travail W est minimal si la chaleur est échangée de manière réversible. On peut alors écrire $Q = \int TdS$, soit

$$Q_{f \text{ idéal}} = (m_- - m_+) \int_{T_f}^{T_c} TdS = (m_- - m_+) (H(T_c) - H(T_f))$$

$$Q_{c \text{ idéal}} = (m_- - m_+) \int_{T_f}^{T_c} T_c dS = (m_- - m_+) T_c (S_g(T_c) - S_g(T_f))$$

(S_g = entropie du gaz)

On définit donc le facteur de mérite dans le cas du prélèvement par :

$$FDM_p = \frac{Q_f}{Q_c} \frac{Q_{c\text{ idéal}}}{Q_{f\text{ idéal}}} = \frac{m_- - m_+}{m_+} \frac{T_c (S_g(T_c) - S_g(T_f))}{H(T_c + \theta_c) - H(T_c)}$$

Remarque

Les définitions de FDM et FDM_p que nous donnons ici ne sont que l'expression du rendement général η_m du chapitre III, appliqué aux deux cas particuliers qui nous intéressent.

5.2 Etude de l'influence des divers paramètres

Dans cette étude, on a sept paramètres principaux : l'écart de température entre solide et fluide ΔT , les températures de sources T_c et T_f , le taux de vide ε , le champ magnétique maximum B_m , la masse de gaz m_- (ou m_+) transitant par le régénérateur à chaque cycle, et, selon le mode de fonctionnement, l'écart de température θ_f à la source froide (mode réfrigérateur) ou la fraction de gaz prélevé $\Delta m = m_- - m_+$ (mode prélèvement).

5.2.1 Existence d'une valeur optimale de m_- (et m_+)

Pour illustrer cette existence nous fixons : $T_f = 6$ K (pour être loin du palier de liquéfaction), $T_c = 16$ K (température de l'hydrogène liquide sous 0,2 bars), $\varepsilon = 0,4$ (taux de vide d'un lit de gravier), et $\Delta T = 0,1$ K. Quant au matériau magnétique, un seul sera pris en compte : le GGG.

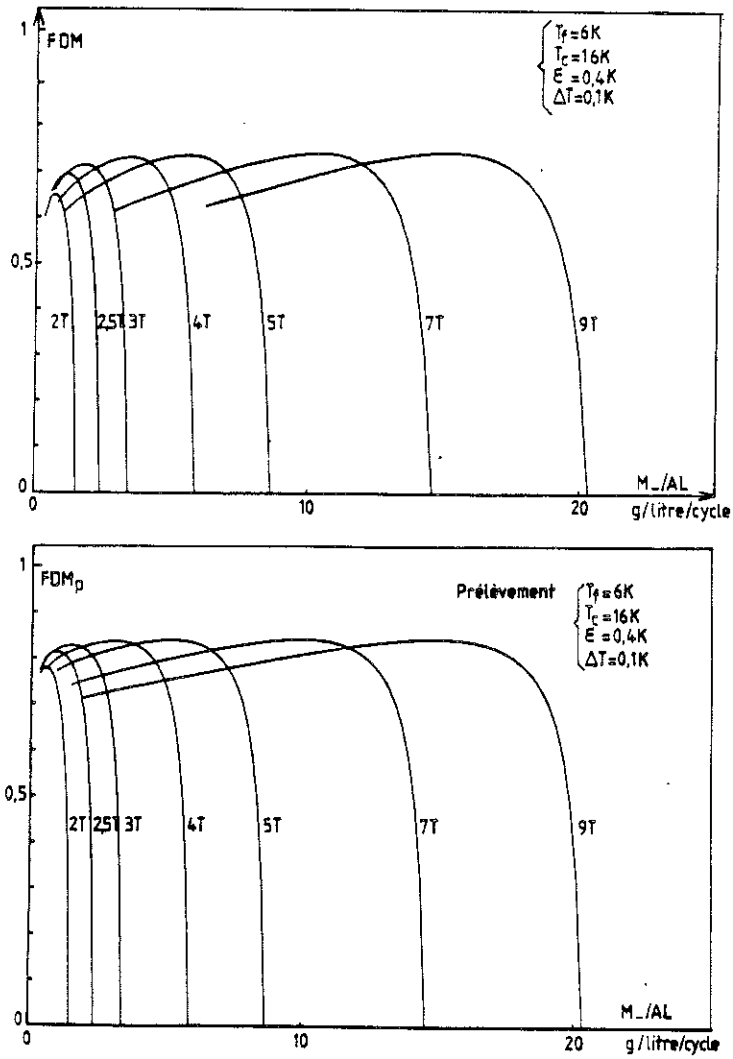


fig. V. 10 : Influence du débit principal m_{-} de fluide sur le facteur de mérite dans les deux modes de fonctionnement

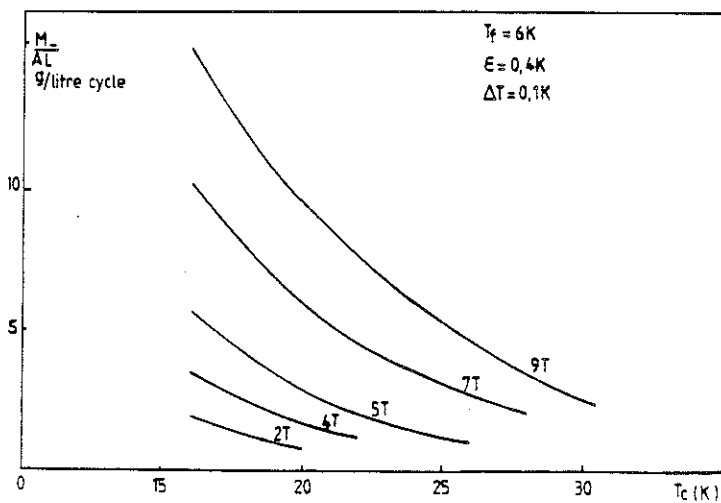


fig. V. 11 : Influence de la température de source chaude T_c sur le débit principal de fluide, m_{-} .

La figure V-10 montre les courbes de facteur de mérite, dans les deux modes de fonctionnement, en fonction de m_- , pour différentes valeurs du champ maximum B_m . Pour un champ magnétique maximal B_m donné, si toute la variation de champ est utilisée pendant les phases de changement de température, on ne pourra plus faire passer de fluide pendant les isothermes : $m_- = 0$ et $Q_f = 0$ (\Rightarrow FDM = 0). A l'inverse, si toute la variation de champ est utilisée pendant les phase isothermes m_- sera maximal mais θ_f sera nul, (dans le cas du prélèvement : $\Delta m = 0$), Q_f sera nul et donc le facteur de mérite aussi. Entre ces deux extrêmes, le facteur de mérite passe par un maximum comme à la figure V-10.

La valeur optimale de m_- dépend des cinq paramètres principaux, T_c , T_f , ϵ , B_m et ΔT . La figure V-11 montre l'influence de T_c et B_m pour $T_f = 6$ K, $\epsilon = 0,4$, $\Delta T = 0,1$ K.

Dans la suite, les résultats présentés seront calculés à l'optimum de m_- et de θ_f ou Δm .

5.2.2 Influence du volume vide ϵ

L'influence du volume vide sur le facteur de mérite se fait sentir surtout aux champs faibles, cf. fig. V-12. Par contre, sur la puissance utile, cf. fig. V-13, quel que soit le champ, la puissance est d'autant plus faible que le taux de vide est grand.

5.2.3 Influence de l'écart de température ΔT entre solide et fluide et des températures de sources T_f et T_c

Comme le montre la figure V-14, un ΔT d'échange de 0,1 K permet d'espérer un facteur de mérite FDM de l'ordre de 0,7 pour des champs supérieurs à 3 Tesla. Dans les mêmes conditions, on aurait, pour le cas du prélèvement $FDM_p \approx 0,8$. Les puissances P_f et débit prélevé Δm , correspondant aux courbes de la figure V-14 sont représentés à la figure V-15.

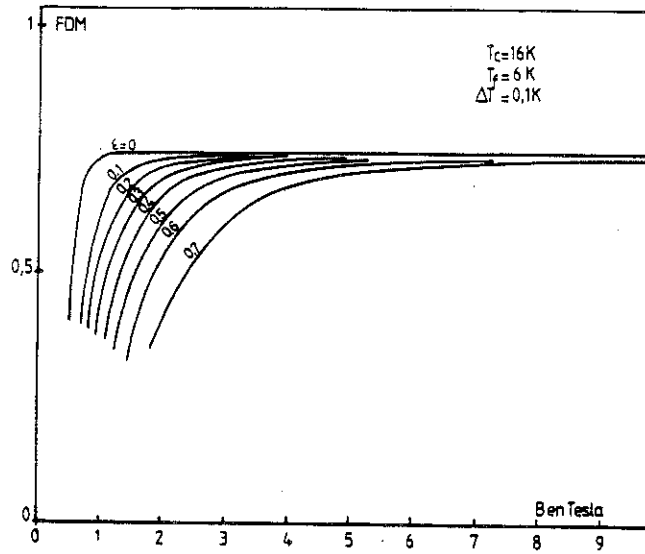


fig. V. 12 : Influence du taux de vide sur le facteur de m\u00e9rite.

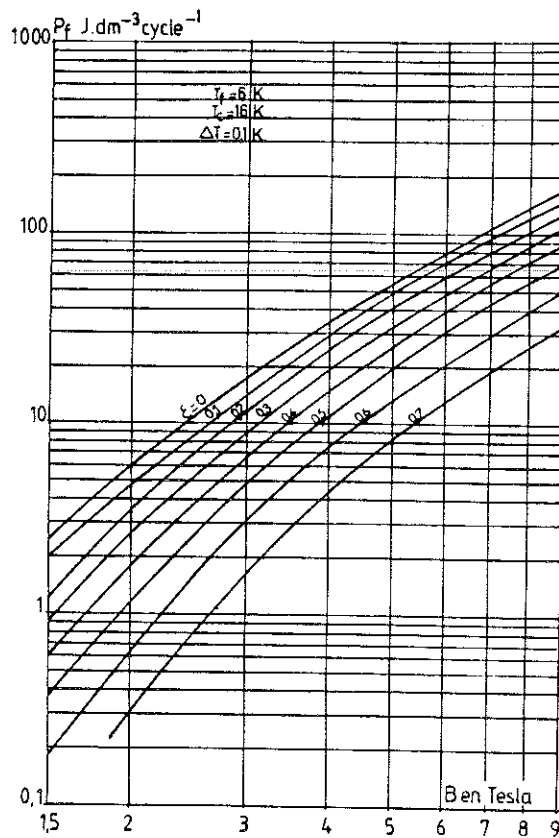


fig. V. 13 : Influence du taux de vide sur la puissance froide.

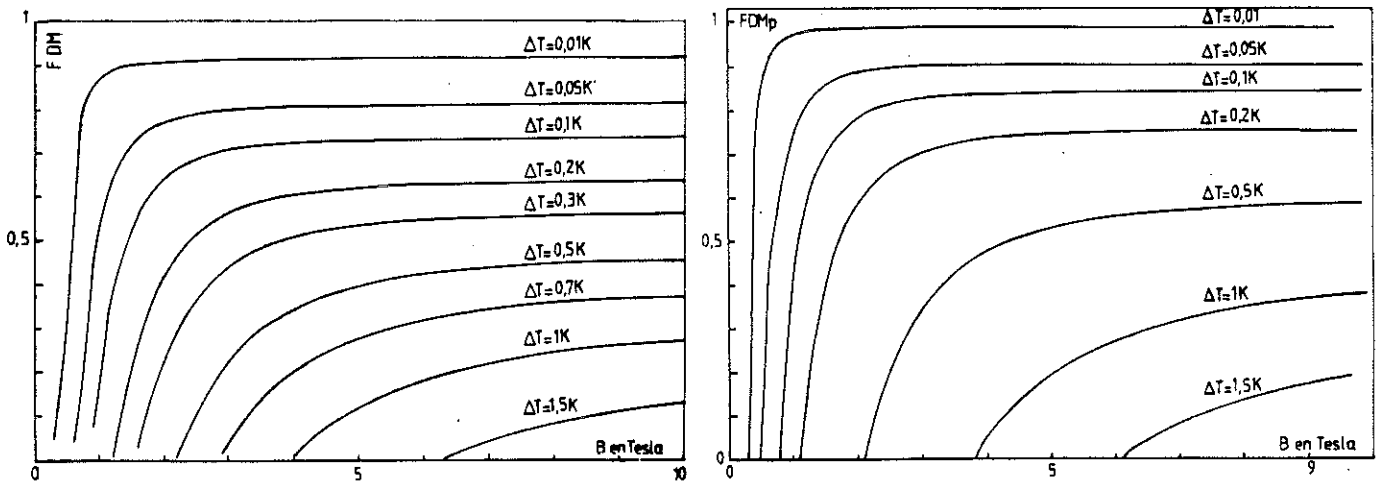


fig. V. 14 : Influence de l'écart de température ΔT , entre solide et fluide pendant l'échange de chaleur, sur le facteur de mérite dans les deux modes de fonctionnement.

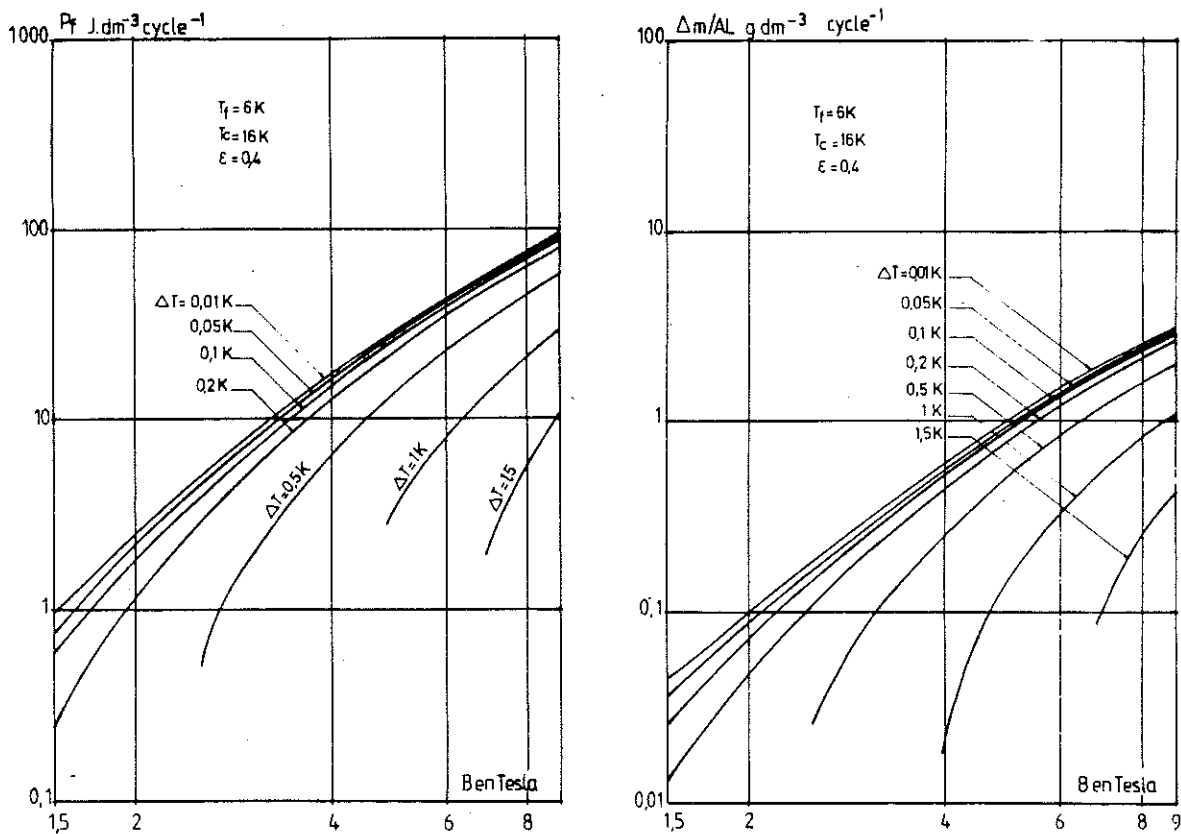


fig. V. 15 : Puissance froide P_f et débit prélevé Δm correspondant aux facteurs de mérite de la figure V. 14.

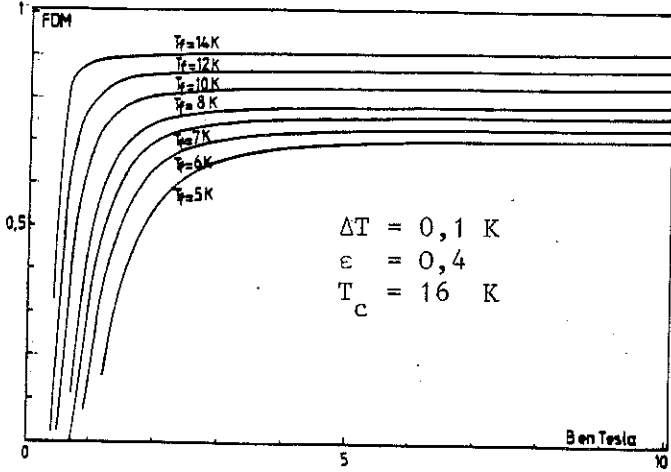


fig. V. 16 : Influence de la température de source T_f , sur le facteur de mérite.

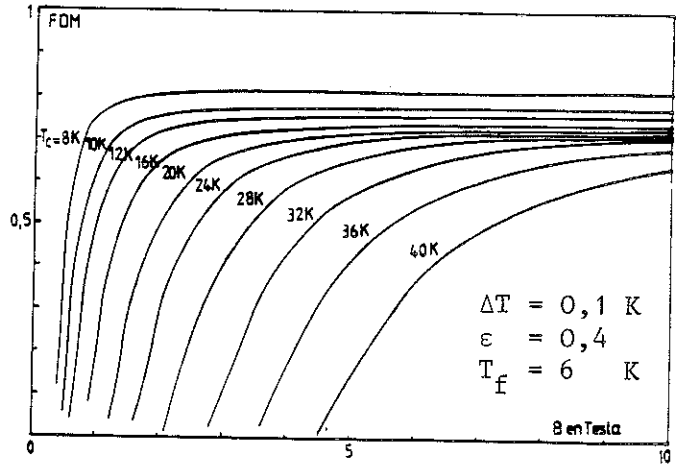


fig. V. 17 : Influence de la température de source chaude T_c sur le facteur de mérite.

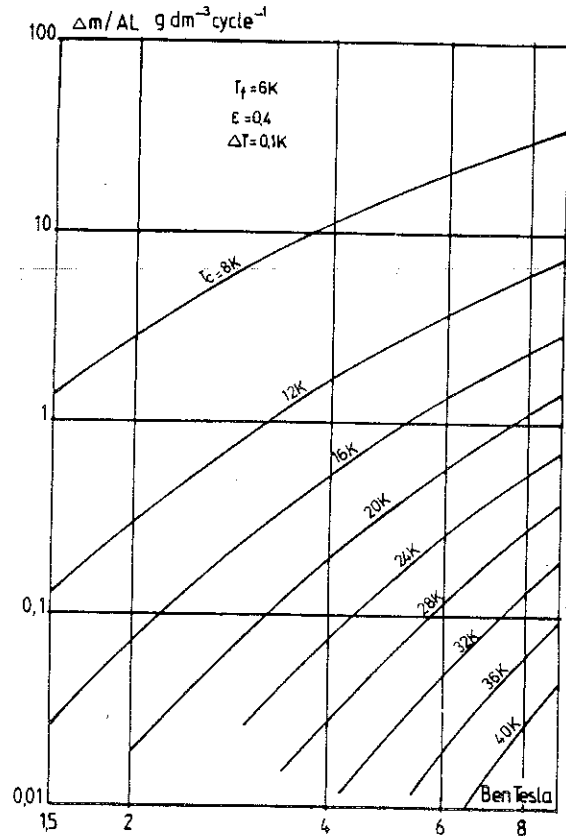
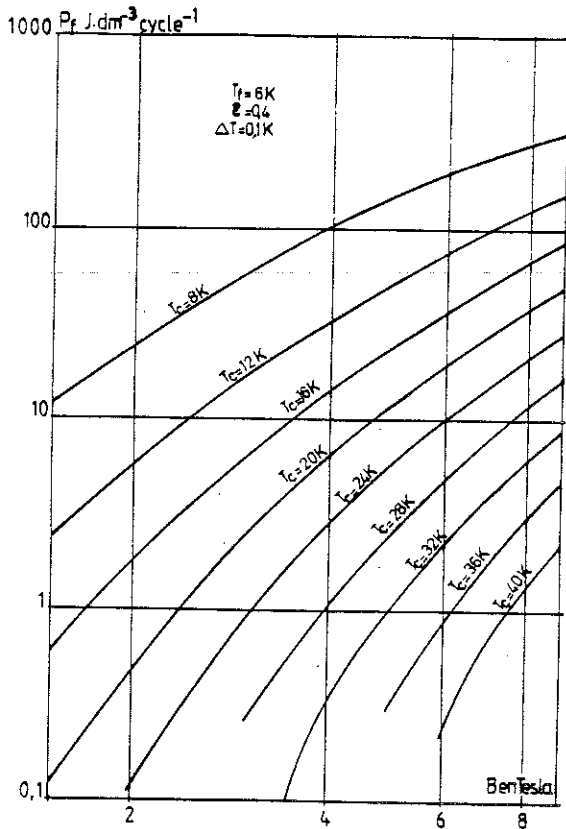


fig. V. 18 : Influence de la température de source T_c sur la puissance froide P_f et sur le débit prélevé Δm .

Notre objectif étant de diminuer le champ jusqu'à le rendre compatible avec l'utilisation des aimants permanents, un ΔT de 0,1 K est encore un peu fort, d'autant plus que les courbes de la figure V-14 sont calculées avec $T_f = 6$ K et $T_c = 16$ K et que notre ambition est de couvrir une gamme plus large en température. Les figures V-16 et V-17 montrent l'influence de T_f et T_c , respectivement, sur le facteur de mérite. La figure V-18 montre l'influence de T_c sur la puissance froide P_f et sur le débit prélevé Δm .

5.2.4 Influence de la fréquence de fonctionnement et de la surface d'échange

Dans tous les résultats présentés jusqu'ici, le débit \dot{m} traversant le régénérateur s'exprimait sous la forme d'une masse totale de fluide par unité de volume de régénérateur et par cycle ($\dot{m} \propto f.A.L.$).

Par ailleurs, la surface d'échange est proportionnelle à $A.L./d_h$. Pour estimer l'influence de la fréquence et de la surface d'échange sur les performances, on peut chercher comment varie ΔT en fonction de f , L et d_h . Pour cela, on réécrit l'équation de conservation de l'énergie pour le fluide sous la forme :

$$\Delta T = \dot{m} C_p \frac{T_c - T_f}{L} \frac{d_h}{4\epsilon A} \frac{d_h}{Nu k} \propto \frac{\dot{m}}{A} \frac{d_h^2}{L} \frac{1}{Nu}$$

Pour un lit compact :

$$Nu = 0,23 Re^{0,7} Pr^{0,33} \propto \left(\frac{\dot{m}}{A} d_h\right)^{0,7}$$

d'où :

$$\Delta T \propto \left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^{0,3} d_h^{1,3} L^{-1} \propto f^{0,3} d_h^{1,3} L^{-0,7}$$

D'après la figure V-14, pour obtenir un gain appréciable sur le facteur de mérite, par exemple, passer de 20 % à 40 % ou de 50 à 60 %, il faut

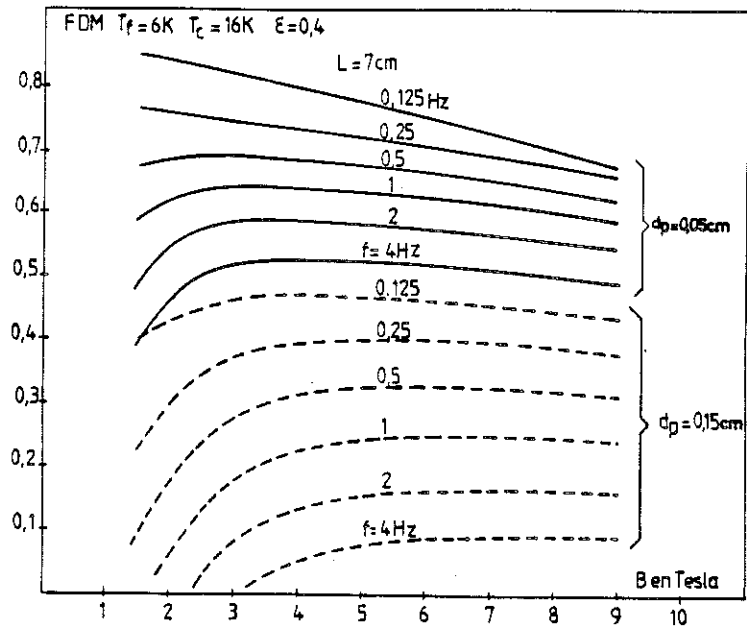


fig. V. 19 : Influence du diamètre de particule sur le facteur de mérite.

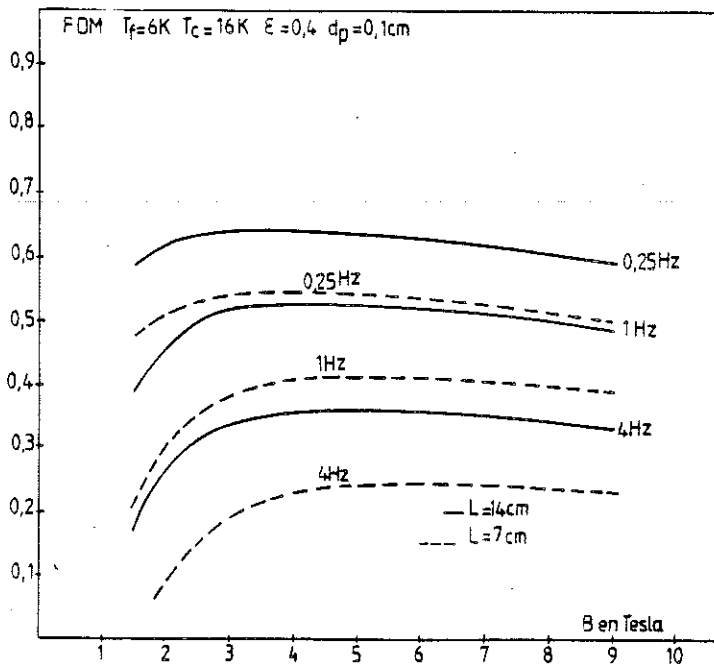


fig. V. 20 : Influence de la longueur L du régénérateur sur le facteur de mérite.

diviser ΔT par 2. Pour réduire ΔT de moitié, il faut diviser la fréquence par 10, mais alors, la puissance qui est proportionnelle à \dot{m} , est elle aussi divisée par 10. On peut aussi diviser d_h par 1,7, la puissance est alors inchangée, ou encore multiplier la longueur L par 2,7, la puissance augmentant aussi d'un facteur 2,7.

Il semble donc intéressant d'avoir la longueur la plus grande possible, tout en restant compatible avec des pertes de charge faibles et les impératifs de construction. Le diamètre des particules est limité, en valeur inférieure, par l'usinage. Pour des sphères de GGG, le diamètre peut difficilement être inférieur à 0,5 mm.

Il faut donc adapter la fréquence pour avoir un ΔT suffisamment faible.

Pour étudier plus complètement l'influence de la fréquence et de la surface d'échange, il faut tenir compte du fait que, dans le fonctionnement réel, ΔT est fonction de l'abscisse x et du temps t . Comme indiqué en annexe, $\Delta T(x, t)$ doit être calculé à partir de corrélations d'échange de chaleur et non fixée arbitrairement.

La figure V-19 illustre, pour différents champs et différentes fréquences, l'influence du diamètre des particules sur le facteur de mérite. La figure V-20 illustre l'influence de la longueur du régénérateur.

La figure V-21 illustre l'influence du diamètre de particule sur la puissance spécifique (Watt/litre de régénérateur). Si le diamètre est suffisamment petit, la puissance est proportionnelle à la fréquence (cf. fig. V-21.a).

Pour des diamètres plus grands, la surface d'échange n'est plus suffisante, ΔT augmente et aux champs faibles la variation du champ est principalement utilisée pour les changements de température : la figure V-21.b montre qu'aux champs faibles, la puissance diminue au-delà d'une certaine fréquence.

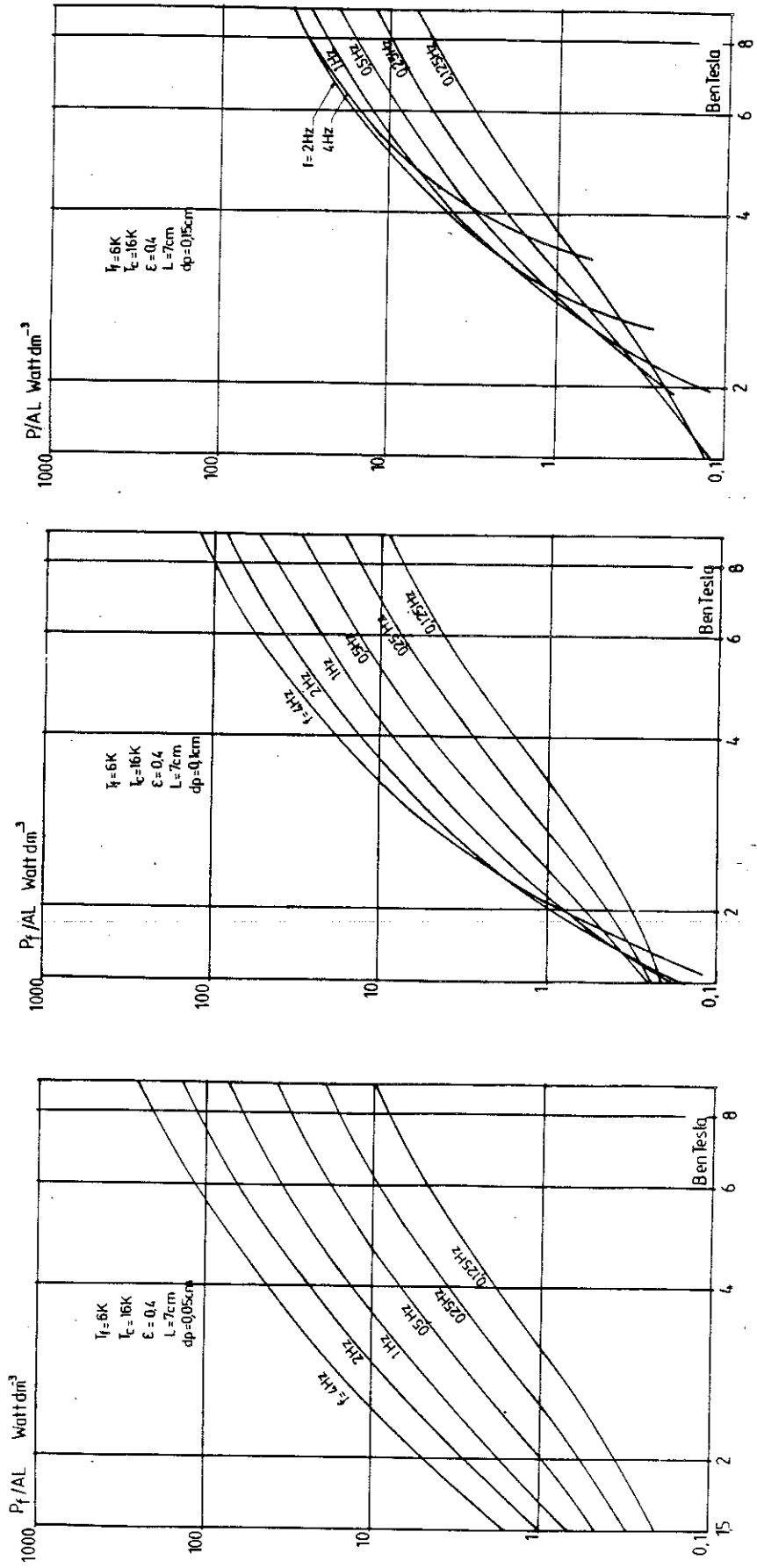


fig. V. 21 : Influence du diamètre de particule d_p sur la puissance froide.

Si le diamètre est encore plus grand, le phénomène s'étend vers les champs forts comme on le voit à la figure V-21.

Nous avons tracé, figure V-22 et V-23, l'énergie enlevée par cycle. On retrouve les mêmes conclusions. Pour un diamètre de particule $d_p = 0,05$ cm, l'énergie dépend peu de la fréquence, sauf aux champs les plus faibles. Par contre, pour $d_p = 0,15$ cm, elle en dépend fortement.

La figure V-24 montre dans quelle mesure un doublement de la longueur du régénérateur réduit la dépendance de l'énergie enlevée par cycle, avec la fréquence, par rapport aux courbes calculées avec le même diamètre de particule (fig. V-23).

5.2.5 Détermination des paramètres

L'étude des différents paramètres nous a montré que les valeurs de champ maximum, d'écart de température pour l'échange de chaleur et de débit de gaz sont sensiblement les mêmes dans les deux modes de fonctionnement envisagés, en réfrigérateur ou en prélèvement.

En pratique, il faudra que l'écart de température moyen entre gaz et solide, pendant l'échange de chaleur, soit inférieur à 0,1 K, et même très inférieur si on veut utiliser des champs faibles.

La masse de gaz que l'on doit faire circuler dépend du champ, du taux de vide, de l'écart de température entre gaz et solide et des températures de sources T_f et T_c . Sa valeur sera comprise entre 1 et 10 grammes de gaz par cycle et par litre de matériau actif (pour du GGG).

Enfin, les derniers calculs faisant intervenir la fréquence permettent de définir le débit de fluide $\dot{m}(t)$ et le champ magnétique $B(x, t)$ (résultats non représentés) qui doivent permettre d'obtenir le meilleur rendement et la puissance froide la plus grande possible.

On dispose maintenant de l'ensemble des données nécessaires pour que le code SBTFORF soit opérationnel. Il ne reste plus qu'à le confronter à des résultats expérimentaux.

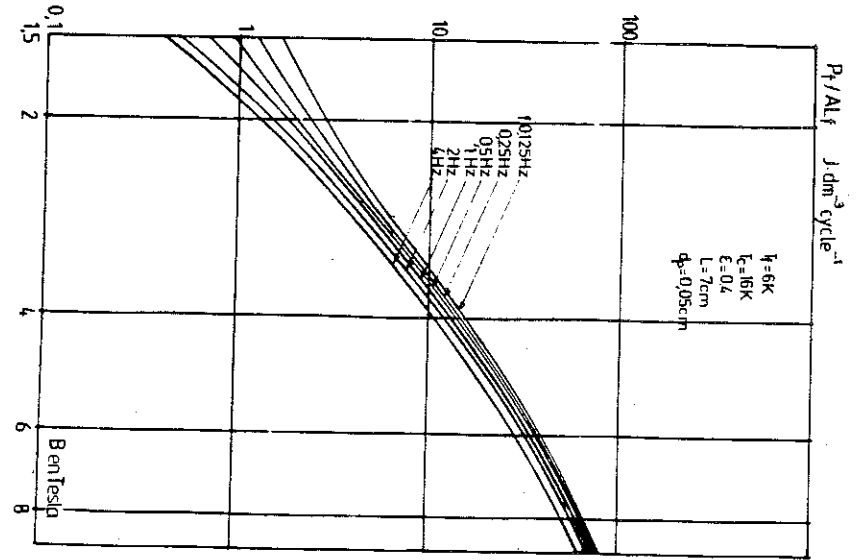


fig. V. 22 : Energie enlevée à chaque cycle à la source froide pour $d_p = 0,05$ cm

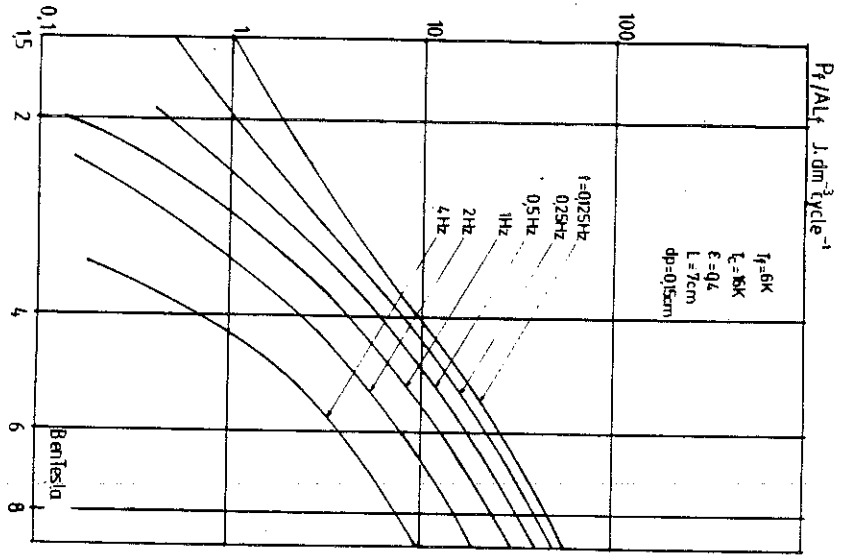


fig. V. 23 : Energie enlevée à chaque cycle à la source froide pour $d_p = 0,15$ cm

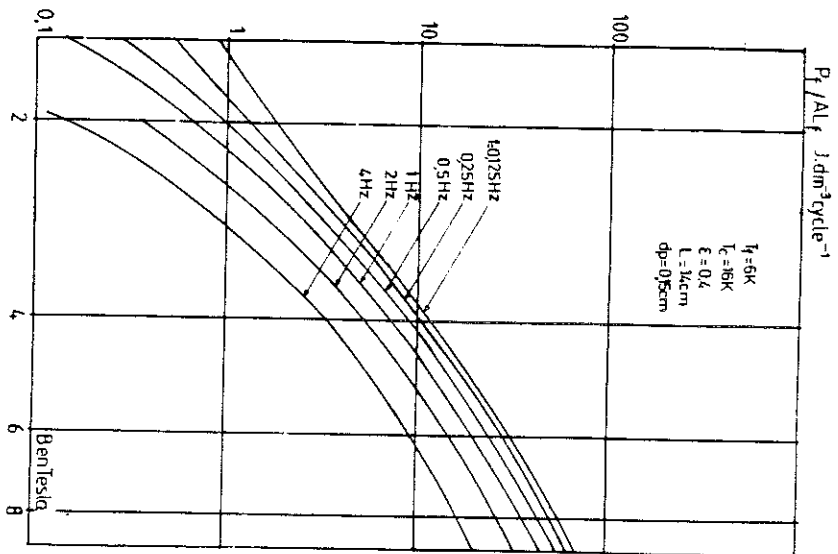


fig. V. 24 : Influence de la longueur L du régénérateur (mêmes paramètres qu'à la figure V. 23 sauf $L \times 2$)

6. PRESENTATION DU BANC D'ESSAI DU REGENERATEUR ACTIF

Le banc d'essai, représenté schématiquement à la figure V-25, comprend deux régénérateurs fonctionnant en opposition de phase.

Chaque régénérateur est constitué d'une cellule cylindrique de 1 cm^2 de section, remplie sur environ 8 cm par des granules de matériau actif (des cubes de GGG de 1 mm^3 , arrondis, pour les premières expériences).

Le champ magnétique est créé par deux bobines supraconductrices pulsées en courant. Le fil supraconducteur est un conducteur à faible pertes, développé par la société Alsthom pour les applications des supraconducteurs en alternatif. Le champ présente un gradient allant d'environ 3 T en haut à 2 T en bas. Les bobines sont placées dans des cryostats isolants, et leurs pertes sont séparées du bilan thermique du régénérateur.

Un circulateur à soufflets, mu par un moteur pas-à-pas, par l'intermédiaire d'une vis à bille, assure la circulation alternée du fluide.

Le prérefroidissement vers 15 à 20 K (source chaude) est assuré par une boucle d'hydrogène, circulant par thermosiphon entre un réfrigérateur Gifford-Mac Mahon (Air liquide) et les échangeurs de chaleur du circuit principal d'hélium.

La puissance froide est transférée à un débit d'hélium dont on mesure la variation de température. Ce débit est créé par vaporisation à l'aide d'une résistance chauffante plongée dans un bain d'hélium liquide, puis mis en température avant d'être refroidi dans l'échangeur froid. Cet ensemble servira de réfrigérateur annexe pour la mesure des pertes par conduction.

Dans le cas du fonctionnement en prélèvement de gaz, le gaz prélevé est remonté jusqu'à température ambiante. Un débit égal est restitué au circuit principal aux bornes du circulateur.

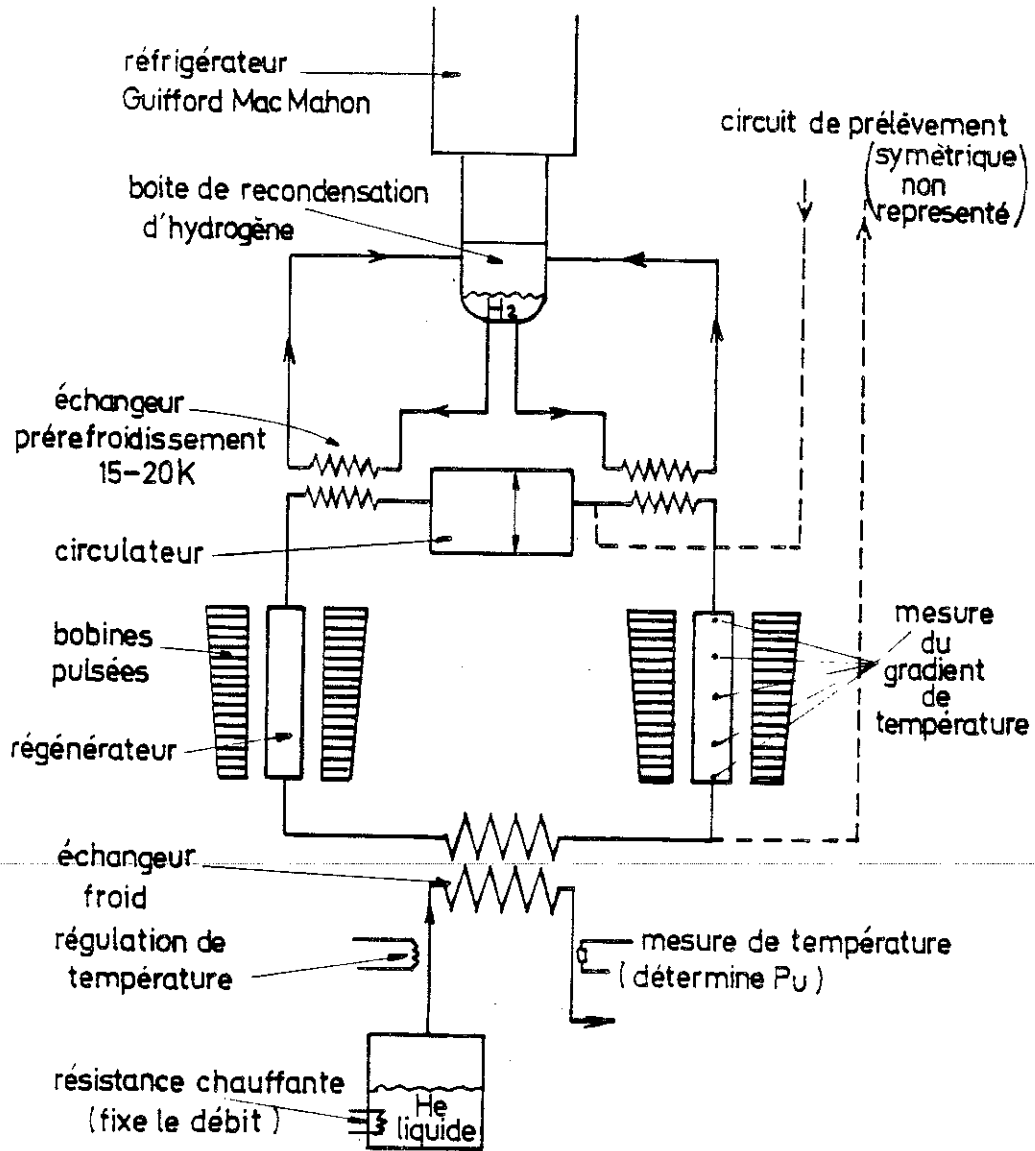


fig. V. 25 : Schéma du banc d'essai du régénérateur actif.

Un automate programmable génère les signaux de commande des deux alimentations des bobines en opposition de phase, le signal de commande du moteur du circulateur, et, en synchronisme, assure l'acquisition de données (gradient de température dans le régénérateur, ΔP aux bornes du circulateur, etc...).

BIBLIOGRAPHIE

1. J.E. Coppage, A.L. London, "The periodic flow regenerator - A Summary of Design theory",
Trans. A.S.M.E., Vol. 75, 1953, 779-787.
2. R.Barron, "Cryogenic Systems", 333-338. Mac Graw Hill, 1966, 333-338.
3. W.F. Schalkwijk, "A simplified regenerator theory",
Trans. A.S.M.E., Série A, J. Eng. Power, Vol. 81, 1959, 142-150.
4. A.J. Willmott, "Digital computer simulation of a thermal regenerator",
Int. J. Heat transfer, 7, 1964, 1291-1302.
5. J.T. Lambertson, "Performance factors of a periodic-flow heat exchanger",
Trans. A.S.M.E., Vol. 80, 1958, 586-592.
6. R.A. Ackerman, W.E. Guifford, "Small cryogenic regenerator performance",
Trans. A.S.M.E., J. Eng. Ind., 1969, 273-281.
7. G.D. Bahnke, C.P. Howard, "The Effect of longitudinal heat conduction on periodic-flow heat exchanger performance".
Trans. A.S.M.E., J. Eng. Power, 1964, 105-120.
8. P.A. Rios, J.L. Smithi, "The effect of variable specific heat of the matrix on the performance of thermal regenerators".
Adv. Cryo. Eng., Vol. 13, Plenum Press, 1968, 566-573.
9. J.B. Harnes, P.E.L. Newman, "Digital computer simulation of voidage in a regenerator".
Adv. Cryo. Eng., Vol. 25, Plenum Press, 1980, 438-445.
10. W.L. Kohler, P.F. Stevens, A.K. de Jonge, D.C. Beuzekom
"Computation of regenerators used in regenerative refrigerators",
Cryogenics, 15, 1975, 521-530.
11. D.E. Daney, R. Radebaugh, "Non ideal regenerator performance - The effect of void volume fluid heat capacity",
Cryogenics, 24, 1984, 499-501.

12. G. Spiga, M. Spiga, "A rigorous solution to a heat transfer two-phase model in porous media and packed bed",
Int. J. Heat Mass Transf., Vol. 24, 1981, 355-364.
13. A. Latrobe, "Fast finite difference methods for solving 1D two-phase flow equations". O.E.C.D. Specialist's meeting on transient 2-phase flows, SAN FRANCISCO, Août 1981.
14. A. Latrobe, "Sur le calcul d'écoulements critiques par des méthodes de différences finies",
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 283, série B, 359-362.
15. F.H. Harlow, A.A. Amsden, "A numerical fluid dynamics Calculation Method for all flow speeds".
J. of Computational Physics, Vol. 8, (1971).
16. C.W. Hirt, B.D. Nichols, N.C. Roméro, "SOLA - A numerical solution algorithm for transient fluid flows".
Los Alamos Sc. Lab., LA-5852, (1975).
17. C.A. Bailey, "Advanced Cryogenics", Plenum Press, 1971, 161-165.
18. Vance , "Cryogenic Technology",
John Wiley and sons, New-York, 1963, 149-152.
19. J.F. Sacadura, "Initiation aux transferts thermiques",
Technique et Documentation, Paris, 1978, 240-242.
20. R.H. Norris, D.D. Streid, "laminar-flow heat transfer coefficients for ducts", Trans. A.S.M.E., 62, 1940, 525-533.
21. J.G. Knudsen, D.L. Katz, "Fluid dynamics and heat transfer"
Mac Graw Hill, 1958.
22. W. Mac Adams, "Heat Transssmission",
Mac Graw Hill, 1954.
23. A.S. Gupta, G. Thodos, "Mass and heat transfer through fixed and fluidized beds",
Chem. Engr. Prog., vol. 58, 7, 1962, 58-62.

24. Haselden, "Cryogenic Fundamentals",
Academic Press, London, 1971.
25. E.R.G. Eckert, R.M. Drake, "Heat and mass transfer",
Mac Graw Hill, 1959.
26. H. Littman, R.G. Barile, A.H. Pulsifer, "Gas-particule heat transfer
coefficients in packed beds at low Reynolds numbers",
I&EC Fundamentals, Vol. 7, n° 4, 1968, 554-561.
27. W.E. Ranz, "Friction and transfer coefficients for single particles
and packed beds",
Chem. Eng. Prog., Vol. 48, n° 5, 1952, 247-253.
28. W.A. Steyert, "Heat transfer and flow friction in fine porous media",
Rapport, LA-6912-MS, 1977.
29. J.A. Barclay, W.C. Overton, W.F. Stewart, "Experiment to determine
properties of packed particle beds and regenerators at cryogenic
temperature", Adv. Cryog. Eng., Vol.29, 1984, 605-612.
30. W. Kays, A.L. London, "Compact heat exchangers",
Mac Graw Hill, London, 1964.
31. I.E. Idel'cik, "Coefficients de pertes de charge singulières et
de pertes de charge par frottement",
Eyrolles, Paris, 1969.
32. I- Kuen Yen, "Predicting packed-bed pressure drop",
Chem. Eng., 74, 1967, 173-176.
33. M. Leva, "Pressure drop through packed tube".
Chem. Eng. Prog., Vol. 43, n° 10, 1947, 549-554.
34. L.E. Brownell, D.L. Katz, "Flow of fluids through porous media",
Chem. Eng. Prog, Vol. 43, n° 10, 1947, 537-548.
35. L.E. Brownell, H.S. Dombrowski, C.A. Dickey, "Pressure drop through
porous media", Chem. Eng. Prog. vol. 46, n° 8, 1950, 415-422.
36. S. Ergun, "Fluid flow through packed columns",
Chem. Eng. Prog., Vol. 48, N° 2, 1952, 89-94.

CONCLUSION

Nous nous sommes d'abord intéressés à la réfrigération magnétique dans l'hélium superfluide à partir d'hélium liquide (1,8 - 4,2 K).

L'analyse du cycle et des échanges de chaleur avec les sources, de notre réfrigérateur nous ont permis d'en optimiser les performances : à 1,8 K la puissance utile dépasse 1,3 W (soit 75 W par litre de GGG) avec 53 % du rendement de Carnot. A 2,1 K la puissance utile dépasse 2,3 W (soit 130 W par litre de GGG) avec 78 % du rendement de Carnot. On a ainsi atteint la limite pratique des possibilités de notre réfrigérateur.

Avec l'expérience et les connaissances accumulées, et compte-tenu de l'accord obtenu jusqu'à présent entre calculs et expérience, on peut estimer qu'il serait possible de construire de nouveaux réfrigérateurs de toute puissance à 1,8 K, pouvant atteindre au moins 70 % du rendement de Carnot, même pour des puissances de l'ordre de 1 Watt. De tels réfrigérateurs permettraient de remplacer avantageusement les pompes à vide et les échangeurs basse pression des réfrigérateurs classiques.

Nous avons ensuite étudié la réfrigération à l'hélium liquide avec des cycles magnétiques à régénération entre 4 et 20 K.

Pour fonctionner, les aimants supraconducteurs doivent être refroidis à la température de la source froide (~ 4 K), ce qui pose un problème au démarrage. Pour pallier cet inconvénient, mais aussi pour répondre à la demande de petits réfrigérateurs pour l'espace, nous avons orienté notre recherche vers les cycles utilisant des champs aussi faibles que possible, afin de pouvoir utiliser des aimants permanents au lieu de supraconducteurs.

Différents cycles et schémas de réalisation du réfrigérateur magnétique ont été étudiés. Les problèmes rencontrés nous ont amené à définir un réfrigérateur à régénérateur actif, cyclé par un aimant tournant.

Les calculs préliminaires, permettant de déterminer les différents paramètres du réfrigérateur : champ magnétique, débits, longueur, diamètre de particule, etc..., sont faits. Il reste à exploiter et à confronter les résultats du banc d'essai et du programme de calcul du réfrigérateur actif.

Ces calculs montrent qu'à condition d'utiliser un matériau finement divisé, des fréquences faibles, et de maîtriser parfaitement la variation du champ dans le temps et dans l'espace, on peut espérer réaliser un réfrigérateur magnétique fonctionnant entre 4 et 20 K avec des champs inférieurs à 3 Teslas, compatibles avec l'utilisation d'aimants permanents.

Ce réfrigérateur doit être associé avec un réfrigérateur à gaz fonctionnant quant à lui à partir de la température ambiante. Dans l'association simple en série, le réfrigérateur magnétique transfère la chaleur vers un niveau de température où la réfrigération est plus facile, donc plus performante. Mais les réfrigérateurs classiques de très grande puissance ont le même rendement par rapport à Carnot, quelle que soit la température de réfrigération, et on ne pourrait espérer aucun gain de rendement sur des installations de plus d'un kilowatt froid. Il faut alors que le réfrigérateur magnétique intervienne directement dans le fonctionnement du réfrigérateur à gaz, ce qui nous a amené à envisager des cycles magnétiques nouveaux, spécifiques à chaque application.

Nous avons montré qu'un réfrigérateur magnétique, adapté au cycle à gaz, fonctionnant entre 5 et 20 K environ, peut en améliorer notablement la puissance et le rendement. Cette association permet aussi d'améliorer le rendement du compresseur en réduisant la valeur de la haute pression. Enfin, la température de l'hélium liquide est atteinte même quand le réfrigérateur magnétique est arrêté, on peut donc s'affranchir de la limitation du champ due aux aimants permanents.

En conclusion de tout ce travail, on peut dire que les résultats que nous avons obtenus ouvrent à la réfrigération magnétique un avenir très prometteur non seulement comme concurrent mais encore plus comme complément des cycles à gaz.

PROSPECTS IN MAGNETIC REFRIGERATION

A.F. Lacaze, G. Claudet, A.A. Lacaze, P. Seyfert

Service des Basses Températures, C.E.A./C.E.N-G, LCP, BP 85 X, 38041 Grenoble France

The question actually arises whether magnetic refrigeration cycles can have higher reliability and higher efficiency than classical gas refrigerating machines. Before discussing the state of the art, we will point out some general thermodynamic conditions that have to be respected for magnetic cycles as for gas cycles. Magnetic Carnot cycle refrigerators are now capable of pumping heat efficiently when all the cycle is executed in liquid helium temperature range. At higher temperatures, computations indicate that magnetic refrigeration should compete gas refrigeration at least below 80 K. However cycles with internal heat exchange are feasible ; but until now, no economically viable unit is in operation.

INTRODUCTION

We are assisting at the moment in the ever increasing development of cryogenic applications. These applications extend over the whole range of power types : from small power types with infra-red detection. Satellite communication, cryopumping and the medical applications of superconductors to the large power types with cryogenic alternators and superconductor magnets for fusion.

All of these applications assume refrigeration in the range from 1.8 to 10 K. They could be developed to an even greater extent if the refrigeration was more efficient and even more reliable.

With the possibility now available of obtaining strong magnetic fields greater than 5 T the question arises as to whether magnetic refrigeration could provide an important contribution in this field and if one could hope for interesting industrial developments in the near future.

GENERAL REFRIGERATION PRINCIPLES

In order to use a refrigerating effect continuously, a suitable thermodynamic cycle must be completed. Generally, the substance used to execute the cycle is a gas which exchanges the work $\int -pdV$ and the heat $\int TdS$. To remain at maximum efficiency, the executed cycle should only exchange heat with two sources at temperatures T_2 and T_1 . The most simple is the Carnot cycle.

From a practical point of view, once the ratio T_1/T_2 is more than 2 or 3, the ratio of the corresponding pressures P_1/P_2 becomes too large and Carnot cycle cannot be used. Cycles with internal heat exchange must therefore be used. This exchange is carried out at constant pressure in the Ericsson cycle and at constant volume in the Stirling cycle.

In addition, to execute a thermodynamically reversible cycle, its different segments drawn in a diagram $T(S)$ must be parallel two by two. For any quadrangular cycle ABCD not only the segments AB and DC must be parallel but also BC and AD.

This condition is, for example, impossible to fulfil with an Ericsson cycle executed by a real gas, as the specific heat depends on the pressure and the isobars cannot be

parallel in a T(S) diagram.

This impossibility of describing the perfect cycle, connected to the impossibility of obtaining the isothermal transformations in the gases, considerably limits the efficiency of the gas refrigerators. We shall now discuss the magnetocaloric effect.

MAGNETIC REFRIGERATION BASIS

(a) Magnetocaloric effect

Application of a magnetic field to suitable magnetic substances causes them to warm up ; alternatively, heat is expelled from such substances if the temperature is held constant during the increasing of the magnetic field. For a paramagnet, the application of the field orients the magnetic moments and therefore reduces the entropy of the substance : during this magnetization, we have to exchange heat and work. In order to achieve magnetization, the work to be supplied is $\int \mu_0 H dM$ where μ_0 is the permeability, H the magnetic field and M the magnetization. But we must not forget that for a system comprising an element of magnetic substance placed inside a solenoid, the work to be supplied to the solenoid when the current varies is $\int H dB$, where B is the magnetic induction.

(b) Comparison with gas machine

The Carnot cycle and the magnetic equivalent of the Ericsson cycle (constant magnetic field instead of constant pressure) and of the Stirling cycle (constant magnetization instead of constant volume) could be used for the magnetic substance. It should be possible to describe the Stirling cycle, but even with a perfect paramagnet it is impossible to describe the Ericsson cycle as the specific heat depends to a very great extent on the magnetic field.

The basic difference with a gas cycle is that an arbitrary magnetic field can be imposed on the substance at any point in the cycle and this from the outside without contact with the substance. Any magnetic substance can be used as long as it has reversible magnetothermal effects whether it be paramagnetic or ferromagnetic.

(c) Carnot cycle

A diagram of the principle elements of a magnetic refrigerator is shown in fig. 1. The refrigerator consists of a liquid bath which supplies the starting temperature T_1 of an object to be cooled constituting the heat source Q_2 at temperature T_2 , of a paramagnetic substance MS placed in a magnet. Two thermal switches I_1 and I_2 enable MS to be connected to T_1 or T_2 .

The thermal switch I_1 being closed and I_2 open. The paramagnetic substance is magnetized isothermally causing a reduction of entropy while a quantity of heat Q_1 is supplied to the warm source. I_1 is then open and the magnetic field is decreased ; to conserve the same order of the moments and therefore the same entropy, the temperature should decrease. When T_2 is reached, the switch I_2 is closed while the field is still decreasing. The moments become disaligned, the entropy increases and a quantity of heat Q_2 is removed from the cold source. Then with I_1 and I_2 being open the field is increased until the temperature returns to T_1 and the cycle begins again.

Fig. 2 represents the cycle that a magnetic refrigerator could execute, functioning with $Gd_3Ga_5O_{12}$ between 1.8 K, 0 T and 4.2 K, 3 T. From the source at 1.8 K, this material would remove, $Q_2 = T_2 \Delta S = 7.6 \text{ J mole}^{-1}$, that is 54 J/litre of GGG and we would have to pay $Q_1 = T_1 \Delta S = 17.8 \text{ J mole}^{-1}$ at the warm source and a work of $w = 10.2 \text{ J mole}^{-1}$.

(d) Regenerative cycle

Such a cycle is represented schematically in figure 3 in an entropy temperature diagram. Q_c is the quantity of heat removed from the cold source from C to D. Q_w is the

quantity of heat given up to the warm source from A to B. Q given up by the material between D and A must be stored in a regenerator to be re-absorbed by the material between B and C. In the low temperature range the recuperation can only take place by the helium circulating in the opposite direction to the magnetic material. The cycle described by the helium can be represented on the same diagram with $\alpha\beta\delta\gamma$. The thermodynamic conditions for reversibility is that the segments AD, BC, $\alpha\delta$, $\beta\gamma$ must be parallel.

Therefore neither the isofields nor the isomagnetizations can be followed but we have to give a special variation of the magnetic field all along the AD and BC transformations.

Whatever the type of regenerator, a large contact surface is necessary between the magnetic substance and the helium to provide good heat exchanges. It is therefore necessary to use a finely divided magnetic material. The regenerator has, in this way, a large dead volume trapping a large quantity of fluid with a large thermal capacity. The refrigerating power is then reduced to the same extent.

(e) Materials to be used

For decades adiabatic demagnetization of a paramagnet has been used to reach very low temperatures, and the final temperature was lower when the remaining local magnetic field was small. Therefore, the paramagnets had to be diluted. For temperature higher than about 1 K on the contrary we have to use substances with a large number of magnetic moments per unit volume. The best paramagnets (1) contain rare earth metal, alloys or compound; and in the range from 1 K to 20 K the most generally used is the gadolinium gallium garnet $Gd_3Ga_5O_{12}$ or G.G.G.

To execute a magnetic cycle with temperature greater than 4 K, the problem is more difficult as a result of two factors connected to the intrinsic properties of the paramagnetic compounds: the crystalline specific heat becomes larger and larger and acts in a manner like a dead thermal capacity. Added to this, there is that the same magnetic field variations produce much weaker entropy variations; for example, a demagnetization of G.G.G. from 5 T at 20 K to 0 T comes back just to 4.2 K. The variation in entropy from 0 T to 5 T at 4.2 K is 6 times that at 20 K.

Two methods are possible to bring the reliability of the magnetic refrigeration in this temperature range to an interesting level: the use of higher magnetic fields (> 5 T) and of large quantities of material or to execute cycles with internal heat transfer instead of Carnot cycle.

Above a temperature of 20 to 30 K, it becomes impossible to produce a sufficient magnetic field for the alignment of the magnetic moment of a paramagnetic substance, and therefore to have sufficient reduction of entropy.

The only alternative seems to be the return to ferromagnetic substances. Around the Curie temperature, their considerable internal field can aid an external magnetic field to create entropy variations. In practice, the limits of the possible temperature range are to be found some tens of Kelvins on both sides of the Curie temperature (2).

STATE OF THE ART FOR REFRIGERATOR WITHOUT REGENERATIVE CYCLE.

The diagram in fig. 1 has been used in one shot apparatus used to attain temperatures lower than 1 Kelvin, either with electronic magnetic moments or more recently with nuclear magnetic moments. The thermal switches are generally based on the change in thermal conduction induced by the change from the normal state to the superconducting state of a pure metal.

The cycle executed by these devices came much closer to the magnetic equivalent of the Brayton cycle than to that of the Carnot cycle with an adiabatic magnetization followed by an isofield cooling to T_1 . Then an adiabatic demagnetization followed by an isofield heating to T_2 .

Industrial development (3) enabled a temperature of 0.26 K to be maintained with a specific power of 1.4 mW dm^{-3} of magnetic material and a magnetic field of 0.7 Tesla. It should be noted that a perfectly isothermal demagnetization of the material at this temperature would give a specific power of 21 mW dm^{-3} .

Three recent developments enable interesting specific powers to be obtained in the region of 1.8 K.

(a) Static Machine

Putting the cycle into operation is done by using a configuration where the magnetic material is immobile with respect to the magnetic field and to the warm and cold sources. The pulsed superconductor solenoids produce the necessary variations in the magnetic field.

Kittel, of the NASA Ames Research Center (4), described the operational limits of a refrigerator which could be used to cool bolometers in the range between 20 and 300 mK. With classical thermal switches, gadolinium sulphate and a maximal field of 3 T, 0.2 mW per dm^3 could be removed at 0.2 K for 30 hours, with 1.5 K starting temperature.

A machine built by Hitachi (5) used a cylinder of GGG of 50 mm in diameter, 50 mm in length connected at the upper part to a liquid helium bath at 4.2 K, and at the lower part to helium vapor at 1.8 K. Thermal switches were based on the difference in heat transfer between conduction and two phase convection. According to thermodynamical calculations the useful cooling power was about 3 W at 1.8 K for a maximum applied field of 3 T and 0.4 Hz. The reported FOM was 49 %, and 42 % if the losses of the superconducting coil were included. The measured power was 0.4 W at 0.2 Hz that was 7 W dm^3 of GGG.

A device developed by Toshiba and the Tokyo Institute of Technology was used as Helium liquefier (9). A pulsed superconductor solenoid subjected a GGG monocrystal to magnetic field variations. By means of a set of valves, the gaseous helium at 16 K was periodically put into contact with the magnetic material to remove the heat of magnetization. The thermal connection with the cold source (liquid He at 4.2 K) was established by using the principle of the thermo-siphon. The first tests obtained an optimum value in the order of 5 W dm^{-3} of material for the useful specific power (with a cycle length of 20 to 30 secs). The global efficiency of the refrigerator has not been indicated. It is feared that the losses of the pulsed coil which intervene at the 4.2 K temperature level were too important to be neglected.

(b) Rotating Machines

The device built by the Los Alamos (6) group was based on a wheel of gadolinium sulphate with a uniform rotational movement around a horizontal axis. The upper part of the wheel (fig. 4) dipped into a helium bath at 4.2 K and is subjected to a magnetic field created by a superconducting magnet. The lower part of the wheel dipped in a helium bath thermally separated from the first. This bath was situated in the demagnetization zone and acted as a cold source. Segments of felt and teflon which rub against the wheel were placed between both baths to minimize any thermal leaks. With a frequency of 0.25 Hz and a magnetic field of 2 T, the authors have obtained a useful power of 0.5 W at 2.75 K with a limiting temperature slightly lower than 1 K. The specific useful power at 2.75 K corresponded to 5.5 W dm^{-3} with a FOM of 5 %.

(c) Reciprocating Machines

The C.E.A. group in Grenoble experimented a laboratory prototype (7,8,15). This apparatus was mainly constituted of a rod comprising two single crystals of GGG 2 cm in length (fig. 5). The rod was moved vertically and periodically with an hydraulic jack controlled by a function generator, in an unvarying magnetic field profile. Two sintered alumina bearings with small clearance (20 μm for a diameter of 2.4 cm) guides the rod and ensured the thermal isolation between the cold source in the central chamber from the surrounding two warm sources at 4.2 K situated in the high field

zones. Inside this central chamber there was an electric heater which was used to determine the useful power. The power released to the warm source was known by measuring the liquid helium output. The cycles obtained came very close to the Carnot cycle.

With an optimum value of 0.8 Hz for a "two slope" movement frequency, the authors have obtained a useful power of 1.3 W at 1.8 K ($B_{\max} = 4$ T) which was equivalent to specific power of 75 W per dm^3 of material. Efficiency measurements have enabled a thermal efficiency to be determined of 53 % with respect to the Carnot cycle at this temperature. Even more advantageous values have been obtained at higher temperatures specific power of 133 W dm^{-3} and thermal efficiency of 78 % at 2.1 K. The success of this device rested particularly on the mastering of the thermal exchanges and the problem of the thermal separation between the hot and cold sources.

STATE OF THE ART FOR REFRIGERATOR INCLUDING REGENERATION

(a) Rotating Machines

Two devices have been proposed in the range of 4 to 20 K, one by the Los Alamos group and the other by the Grenoble group.

The Los Alamos group has built and tested two devices with a gadolinium ring turning between two magnetizing and demagnetizing zones situated 180° apart. One of the devices functioned between 4 and 20 K (fig. 6) has been announced as subject of a communication at this conference. The other (10) with a gadolinium wheel functioned around ambient temperature with water as the regenerator fluid. With a magnet working at 3 T, the authors have obtained a difference in temperature in the water circuit of 9 K at a useful power of zero, and of 7 K when the refrigerating power was of 500 W (rotational speed 0.1 - 0.2 Hz).

In the device proposed by the Grenoble group (11), a torus of GGG rotates at about 15 turns per minute and executes a cycle shown figure 3. To realize heat transfer at the warm source, the flow of helium coming at 20 K from a gas refrigerator is divided into two parts. One going from A to E (fig. 3;7), the other from B to E. A valve V allows to maintain in A a pressure slightly higher than the pressure in B; it is then possible to create an adjustable counter current flow of helium through GGG and then to realize heat regeneration. For a machine extracting 2 W at 1.8 K, the computed FOM could be higher than 50 %.

(b) Reciprocating Machines

Such a machine functioning according to the Stirling cycle was proposed by Van Geuns (12) and was developed independently by Brown and by Barclay et al.

Barclay's machine (13) using $\text{GD}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ was envisaged to function between 2 and 4.2 K with a power of 8 W at 1 Hz.

G.V. Brown (2) has developed a refrigerator which functioned with a magnetic Ericsson cycle. The machine used porous plates of ferromagnetic gadolinium metal placed inside a vertical column of regenerator liquid (length of 1 m) and subjected to a magnetic field. The heat exchanged during the different phases of the cycle was carried out by axial movements up and down of the regenerator column and separately gadolinium plates, the solenoid remaining fixed. With a maximum magnetic field of 7 T and 115 cm^3 of gadolinium (0.9 kg), the machine maintained a temperature difference of 80 K centred on 294 K (T_c of gadolinium) delivering a refrigerating power of 6 W.

(c) Active Regenerator

An interesting means of executing a cycle in a reciprocating machine is to use the magnetic substance as active regenerator (14). As in a classical regenerator, there

exists a temperature gradient from one end to the other. However, at each point, the temperature can be increased or decreased by the application or suppression of a magnetic field. By circulating a flow of an appropriate fluid, each element of the regenerator describes a small Brayton cycle. For instance, at a point where the temperature is initially T the adiabatic magnetization increases the temperature to $T + \Delta T$, there a flow of cold gas decreases again the temperature to T at a constant field. The cycle is closed by demagnetization decreasing the temperature to $T - \Delta T$, then a circulation of warm gas increases back the temperature to T . At each temperature level, it is possible to choose the best material. When all the materials of the column are combined, they yield a Brayton cycle over an extended temperature range. For a rotating machine on the contrary each magnetic element has to execute a cycle over the extended temperature range and it is not possible to use several different materials.

A refrigerator functioning according to this principle has been designed by the Los Alamos group. With an active regenerator in $Gd(OH)_3$ of approximately 15 cm^3 functioning between 4 and 20 K and a maximum field of 8 T, the calculated power would be 23 W at 10 Hz and the efficiency in the region of 30 %.

NEEDED EFFICIENCY AND DISCUSSION

Now the question to be asked is to define the minimal value for the efficiency of magnetic cooling above which it could compete with cooling by helium gas. For that, let us imagine two refrigeration systems :

- . A classical refrigerator operating between 300 K and T_c , absorbing power Q_c at T_c and consuming power W_1 .
- . A two stage refrigerator, with a classic stage operating between 300 K and an intermediate temperature T_w , absorbing Q_w power at T_w and consuming W_2 power, plus a magnetic stage absorbing Q_c power at T_c and giving out Q_w at T_w while consuming W_m power.

The magnetic refrigeration stage will be competitive in terms of efficiency if the power consumed (at 300 K) by the second system, $W_2 + W_m$, is less than the power W_1 consumed (at 300 K) by the first system, for the same useful power Q_c absorbed at the cold source. We note that Q_w may be much greater than Q_c if the ratio T_w/T_c is high enough.

In order to give the degree of efficiency for gas machines operating at different cold temperatures, we used the study carried out by Strobridge (15). The author of this study collected a large number of efficiency values compared to the Carnot cycle (FOM_w), for machines of varying size, operating at varying temperatures, and showed that a single curve $FOM_w(Q_c, T_c)$ could account for all these values, the higher the refrigerating power, the better the efficiency.

From this curve, it is possible to calculate the FOM thresholds. Figure 8 shows some thresholds value curves for different temperature ranges in term of Q_c . We can see that the larger the difference in temperature between the thermal sources, the lower the threshold of efficiency.

Between 1.8 K and 4.5 K, experimental results have shown the interest of magnetic refrigeration over gas cycles. Suitable magnetic materials exist, the use of superconducting coils and the mastery of heat transfer are important advantages. It remains to undertake to do the technological developments needed for possible applications.

For temperatures higher than 4.2 K, the problem is more difficult because of the generation of magnetic field, the availability of materials, the mastery of heat transfer in regenerative cycles, there is still ample opportunity for research works in this field.

CONCLUSION

It is now well established that magnetic refrigerators functioning with cycles

described entirely below 5 K are reliable and enable high efficiencies to be obtained. We would see in the near future, the development of their use for the refrigeration of magnets in superfluid helium.

For cycles described at high temperatures, rotating and alternating machines have been tested if their results are encouraging, none appear to be currently competitive with the classical machines. Several interesting projects have been presented but much work is still required in this field.

REFERENCES

- 1 Barclay, J.A. and Steyert, W.A., 'Materials for Magnetic Refrigeration between 2 K and 20 K'. *Cryogenics* (1982), 22, 73-80.
- 2 Brown, J.V., 'Magnetic Heat Pumping near Room Temperature', *J. Appl. Phys.*(1976) 47, 3673-3680.
- 3 Heer, C.V., Barnes C.B., Daunt, J.G., 'The Design and Operation of Magnetic Refrigerator for maintaining Temperatures below 1 K'. *Rev. Sci. Instrum.* (1954), 25, 1088-1099.
- 4 Kittel, P., 'Refrigeration below 1 K in Space'. *Physica* (1981), 108 B, 1115-1118
- 5 Hakuraku, Y., 'A Magnetic Refrigerator for Superfluid Helium'. 31th Cryo. Eng. Meeting of Japan (1984), Tokyo.
- 6 Pratt, W.P., Rosenblum, S.S., Steyert, W.A., Barclay, J.A., 'A Continuous Demagnetization Refrigerator operating near 2 K and a Study of Magnetic Refrigerants' *Cryogenics* (1977), 17, 689-693.
- 7 Lacaze, A.F., Beranger, R., Bon Mardion, G., Claudet, G., Delpuech, C., Lacaze, A.A., Verdier, J., 'A Gadolinium Gallium Garnet double acting Reciprocating Magnetic Refrigerator'. *Adv. Cryo. Eng.* (1982), 27, 703-709.
- 8 Lacaze, A.F., Lacaze, A.A., Beranger, R., Bon Mardion, G., 'Thermodynamical Analysis of a Double Acting Reciprocating Magnetic Refrigerator'. *Proc. ICEC 9, Kobe* (1982), 14-17.
- 9 Numazawa, T., Hashimoto, T., Nakagome, H., Tanji, N. and Horigami, O., 'The Helium Magnetic Refrigerator II : Precise Experimental Results and Further Study'. *CEC. Colorado Springs* (1983), to be published.
- 10 Barclay, J.A., Steyert, W.A., Zrudsky, D.R., *Proc. XVth Int. Congress of Refrigeration, Venice* (1979), 1, 147-153.
- 11 Lacaze, A.F., 'Réfrigeration Magnétique continue dans le Domaine de l'Hélium Superfluide'. *Thesis* (1982), Grenoble.
- 12 Van Geuns, J.R., 'A Study of a New Magnetic Refrigerating Cycle'. *Philip Res. Rep. Suppl.*, 6 (1966).
- 13 Barclay, J.A., Moze, O., Paterson, L., 'A Reciprocating Magnetic Refrigerator for 2-4 K Operation : Initial Results'. *J. Appl. Phys.* (1979), 50, 5870-5877.
- 14 Barclay, J.A., Steyert, W.A., 'Magnetic Refrigeration for Space Applications'. *Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-8134*, february (1980).
- 15 Lacaze, A.F., Béranger, R., Bon Mardion, G., Claudet, G. and Lacaze, A.A., 'Efficiency Improvements of a Double Acting Reciprocating Magnetic Refrigerator' *Cryogenics* (1983), 23, 427-431.

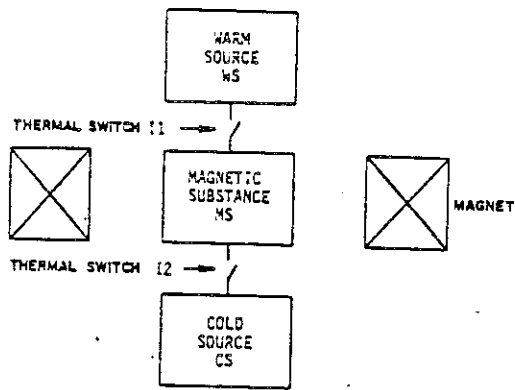


Fig. 1 Schematic principles of magnetic Carnot refrigeration

$$Q_c = T_c(S_D - S_C) \quad Q_w = T_w(S_B - S_A)$$

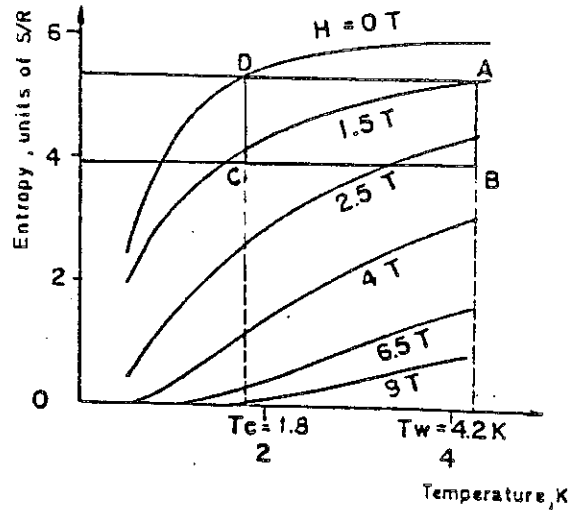


Fig. 2 Carnot cycle on entropy diagram for $Gd_3Ga_5O_{12}$

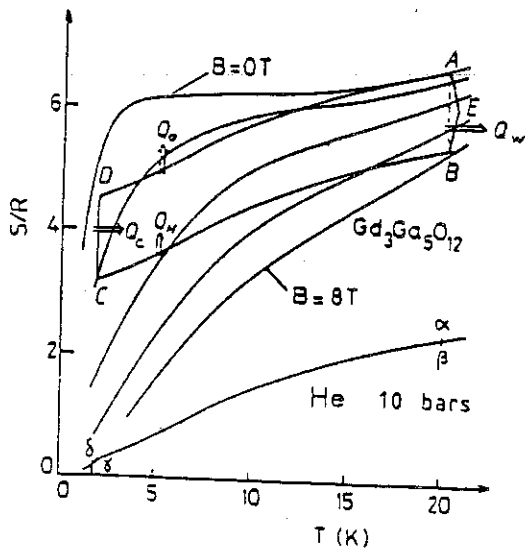
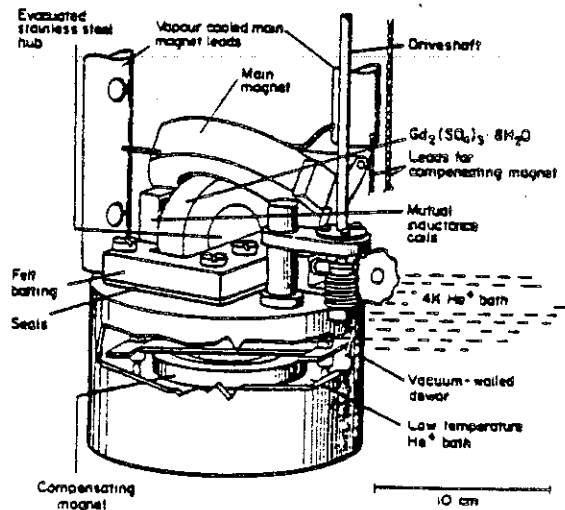


Fig. 3 Regenerative cycle with helium on Fig. 4 Drawing of $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ magnetic wheel refrigerator prototype



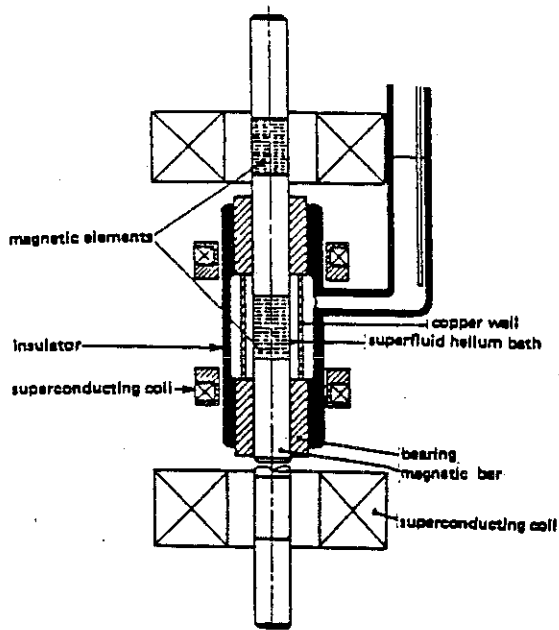


Fig. 5 Cross sectional view of G.G.G. reciprocating magnetic refrigerator.

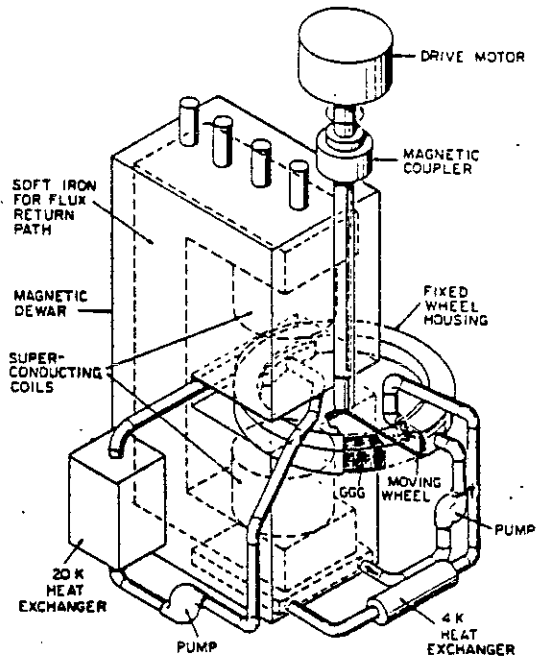


Fig. 6 Artistic view of G.G.G. rotating magnetic refrigerator.

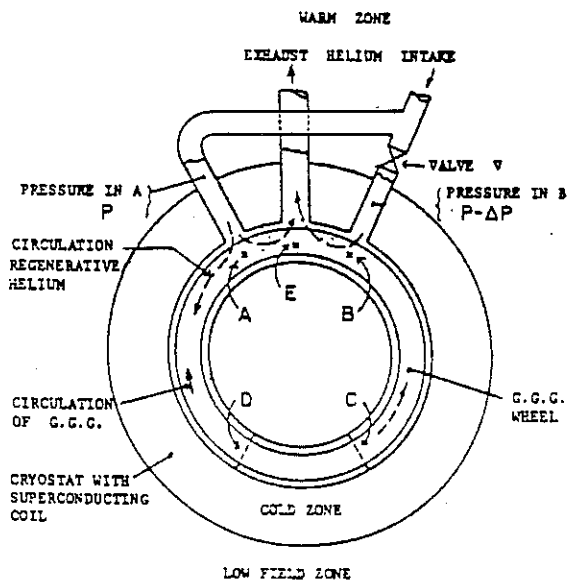


Fig. 7 Schematic of regenerative cycle rotating refrigerator.

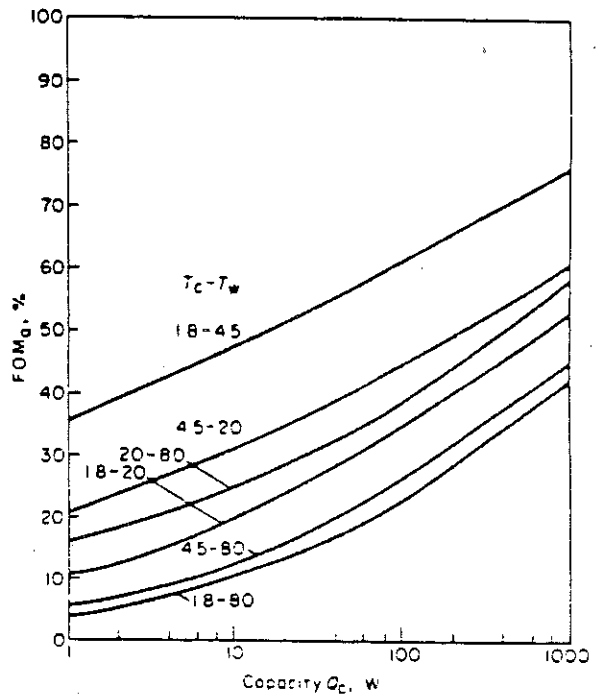


Fig. 8 Competitive thresholds for a magnetic stage refrigerator.

AUTORISATION de SOUTENANCE

VU les dispositions de l'article 5 de l'arrêté du 16 avril 1974

VU les rapports de présentation de Messieurs

- . M. RENARD, Professeur
- . PAUTHENET, Professeur et CLAUDET, Docteur-Ingénieur
- . ROUBEAU, Ingénieur

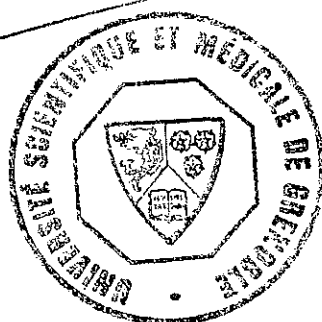
Monsieur Alain LACAZE

est autorisé à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du grade de
DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES.

Fait à Grenoble, le 7 octobre 1985

Le Président de l'USMG

A. Tanche
A. TANCHE



Le Président de l'I.N.P.-G

D. BLOCH
Président
de l'Institut National Polytechnique
de Grenoble

D. Bloch

RÉSUMÉ

Un premier prototype expérimental de réfrigérateur magnétique fonctionne suivant un cycle de Carnot avec du grenat de gadolinium gallium, à partir d'hélium liquide à 4,2 K. L'analyse du cycle et des échanges de chaleur a permis d'améliorer les performances jusqu'à obtenir plus de 50 % du rendement de Carnot à 1,8 K et près de 80 % à 2,1 K.

Les conditions de fonctionnement d'un réfrigérateur à régénérateur entre 4 et 20 K sont étudiées. L'association d'un réfrigérateur magnétique et d'un réfrigérateur à gaz, soit en cascade, soit partiellement en parallèle, est analysée.

Parmi différentes manières de réaliser l'étage magnétique, le choix se porte sur un cycle à régénérateur actif. Un dispositif expérimental est décrit.

Mots-clés :

Cycle à gaz - Cycle magnétique - Cycle de Claude - Désaimantation adiabatique - Grenat de gadolinium gallium - Hélium superfluide - Résistance de Kapitza - Lit compact - Réfrigération - Réfrigération magnétique - Régénérateur.

