



MACHBARKEITSSTUDIE FÜR MAGNETISCHE WÄRMEPUMPEN: ANWENDUNGEN IN DER SCHWEIZ

Schlussbericht

Ausgearbeitet durch:

Peter W. Egolf, Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion
Route de Cheseaux 1, CH 1401 Yverdon-les-Bains,
Peter.egolf@heig-vd.ch, <http://www.heig-vd.ch>

Fabrice Gendre, Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion
Route de Cheseaux 1, CH 1401 Yverdon-les-Bains,
Fabrice.gendre@heig-vd.ch, <http://www.heig-vd.ch>

Andrej Kitanovski, University of Ljubljana
Askerceva 6, SI-1000 Ljubljana, Slovenia
Andrej.kitanovski@fs.uni-lj.si, <http://www.lui.uni-lj.si>

Osmann Sari, Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion
Route de Cheseaux 1, CH 1401 Yverdon-les-Bains,
Osmann.sari@heig-vd.ch, <http://www.heig-vd.ch>

Impressum

Datum: 1. Oktober 2006

Im Auftrag des Bundesamt für Energie, Forschungsprogramm Umgebungswärme, WKK, Kälte

Mühlestrasse 4, CH-3063 Ittigen

Postadresse: CH-3003 Bern

Tel. +41 31 322 56 11, Fax +41 31 323 25 00

www.bfe.admin.ch

BFE-Projektleiter: Thomas Kopp, tkopp@hsr.ch

Projektnummer: 100873 / 151017

Bezugsort der Publikation: www.energieforschung.ch

Für den Inhalt und die Schlussfolgerungen sind ausschließlich die Autoren dieses Berichts verantwortlich.

Zusammenfassung

Diese Machbarkeitsstudie zeigt, dass mit dem heutigen Stand des Wissens über magnetokalorische Materialien, magnetische Wärmepumpen sich noch nicht für Renovationsbauten mit Radiatorenheizung und die Warmwasseraufbereitung eignen.

Für Neubauten mit Fußbodenheizung besteht dagegen ein gutes Potential für die Anwendung magnetischer Wärmepumpen. Im letzteren Falle ist der «Coefficient of Performance (COP)» höher als jener einer konventionellen Wärmepumpe.

Die Kosten einer magnetischen Wärmepumpe mit Wasser/Ethylen-Glykol würden etwa dreissig Prozent höher ausfallen als für eine entsprechende konventionelle Kompressions-Wärmepumpe.

Resumée

Cette étude de faisabilité montre qu'en état actuel des connaissances concernant les matériaux magnétocaloriques, l'usage des pompes à chaleur magnétiques, lors de la réfection des bâtiments dont le chauffage est par radiateur ou pour la production d'eau chaude sanitaire n'est pas pour l'instant réalisable.

Par contre un potentiel favorable existe dans le cas des bâtiments neufs, ayant un chauffage au sol. Dans ce dernier cas le « coefficient de performance (COP) » est plus haut comparé à ceux d'une pompe à chaleur conventionnelle.

Le coût d'une pompe à chaleur magnétique avec l'eau/éthylène-glycol sera trente pour-cent plus élevé que celui d'une pompe à chaleur à compression analogue.

Abstract

This feasibility study shows that with the present state-of-the-art of magnetocaloric materials the application of magnetic heat pumps in the case of retrofit buildings with a radiator heating system or for the production of hot sanitary water is not yet suitable.

On the contrary, a good potential for the application of magnetic heat pumps exists for new buildings with floor heating. In this case the « coefficient of performance (COP)» is higher than that of a conventional heat pump.

The cost of a magnetic heat pump would be about thirty percent higher than for an analogous conventional heat pump.

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINFÜHRUNG.....	4
2. AUFGABENSTELLUNG.....	6
3. DIE TECHNOLOGIE.....	6
3.1 DAS PRINZIP.....	6
3.2 MATERIALIEN.....	7
3.3 MAGNETE.....	10
3.4 SYSTEME.....	11
3.4.1 Prototypen.....	11
3.4.2 Thermodynamische Zyklen.....	13
3.4.3 Kaskadensysteme.....	13
3.4.4 Regenerationssysteme.....	14
3.5 Vor- und Nachteile magnetischer Wärmepumpen.....	15
3.5.1 Vorteile.....	15
3.5.2 Nachteile.....	16
4. VORGESCHLAGENE WÄRMEPUMPEN-SYSTEME.....	16
4.1 Einführung.....	16
4.2 Neubau mit Fußbodenheizung.....	16
4.3 Renovationsgebäude und Warmwasseraufbereitung.....	17
5. THEORIE.....	18
5.1 Einführung.....	18
5.2 Die Charakterisierung des Rotors.....	18
5.2.1 Allgemeine Charakterisierung.....	18
5.2.2 Die wellenartige Struktur.....	19
5.3 Die Erhaltungsgleichungen.....	21
5.4 Die auftretenden Bereiche.....	21
5.4.1 Einführung.....	21
5.4.2 Die beiden Festkörper-Bereiche.....	22
5.4.3 Die beiden Fluidum-Bereiche.....	23
5.5 Anfangs- und Randbedingungen.....	24
5.6 Zusammenfassung des mathematisch-physikalischen Problems.....	25
6. NUMERISCHE METHODEN.....	26
7. LÖSUNGEN UND OPTIMIERUNGEN.....	28
7.1 Einführung.....	28
7.2 Analytische Lösungen.....	29
7.2.1 Grosse thermische Rotormasse.....	29
7.2.2 Große thermische Masse der Fluida.....	30

7.3 Numerische Lösungen.....	31
7.4 System-Optimierung.....	34
8. EINFACHES BERECHNUNGSVERFAHREN.....	34
8.1 Einführung.....	34
8.2 Die Zahl der Kaskaden- oder Regenerationsprozesse.....	34
8.3 Abschätzung des thermischen „Coefficient of Performance“.....	36
8.4 Der Druckabfall der porösen Matrizen.....	38
8.5 Der Wärmeübergang.....	41
8.6 Die Drehfrequenz des Rotors.....	41
9. DIE AUSLEGUNG DER WÄRMEPUMPE FÜR DEN NEUBAU.....	43
10. KOSTENSCHÄTZUNGEN.....	48
10.1 Die Methode um Preise festzulegen.....	48
10.2 Magnetokalorische Materialien.....	48
10.3 Magnete.....	52
10.4 Magnetische Hilfsmaterialien.....	54
10.5 Die Hilfsaggregate.....	56
10.5.1 Der Motor.....	56
10.5.2 Die Pumpen.....	58
10.6 Finale Preisberechnungen der magnetischen Wärmepumpen.....	59
11. VERGLEICH MIT KONVENTIONELLEM SYSTEM.....	60
11.1 Systemgrenzen.....	60
11.2 Die konventionelle Wärmepumpe.....	61
11.3 Die magnetische Wärmepumpe.....	61
11.4 Vergleich der beiden Wärmepumpen-Arten.....	62
12. SCHLUSSFOLGERUNGEN.....	63
NOMENKLATUR.....	64
REFERENZEN.....	65
Fremde Referenzen.....	65
Eigene Referenzen.....	66
DANKSAGUNGEN.....	67

1. EINFÜHRUNG

Im Jahre 1881 entdeckte Emil Warburg den magnetokalorischen Effekt und veröffentlichte diesen in den Annalen der Physik [F1]. Er hatte eine Erwärmung einer Eisenprobe, als sie in ein Magnetfeld gehalten wurde, und eine Abkühlung im Falle des Entfernens aus dem Magnetfeld beobachtet. Die Erwärmung betrug damals nur einige Milli-Kelvin. Im Jahre 1926 schlug Peter Debye eine erste Anwendung dieses physikalischen Effektes in der Tieftemperaturphysik vor [F2], wo diese Technik alsbald Standard wurde um Proben von einem Kelvin zu einigen Hundertstel Kelvin oder - in sehr raffinierten Anwendungen - zu einigen Tausendstel Kelvin abzukühlen. Dieser Prozess wird Magnetisierung/Demagnetisierung genannt.

141

IX. *Magnetische Untersuchungen; von E. Warburg.*

(Aus den Freiburger Berichten, Bd. 8, vom Verf. mitgeteilt.)

I. Ueber einige Wirkungen der Coërcitivkraft.

Unter der Coërcitivkraft versteht man die Ursache der Erscheinung, dass von dem Magnetismus, welcher durch eine magnetisirende Kraft im Eisen erregt ist, ein Theil nach Aufhören der magnetisirenden Kraft zurückbleibt.

Figur 1: Die erste Publikation zum Thema Magnetokalorik stammt von dem deutschen Physiker Emil Warburg (siehe Ref. [F1]).

Der Effekt wird in der Umgebung der Curie-Temperatur noch verstärkt, wo ein magnetokalorisches Material einen diskontinuierlichen Erste-Ordnungs- oder einen kontinuierlichen Zweite-Ordnungs-Phasenübergang zwischen zwei verschiedenen magnetischen Zuständen aufweist.

Seit den 1930er Jahren ist die magnetische Kühlung erfolgreich in der Tieftemperaturphysik eingesetzt worden. Viel später, nämlich erst 1976, konstruierte G.V. Brown den ersten „magnetischen Raumtemperatur-Kühlschrank“ [F3]. Danach wurden viele solche Kühlschränke (respektive Kältemaschinen) erfunden und patentiert. Der erste magnetische Kühlschrank, der bei Raumtemperatur arbeitete und Permanentmagnete enthielt, wurde im Jahre 2001 durch die „Astronautics Cooperation of America“ hergestellt [F4].

In den 1980er Jahren nahmen die Aktivitäten der Materialforschung – dazu geeignet die magnetische Heizung und Kühlung zu ermöglichen – enorm zu. Speziell nach der Entdeckung der auf Gadolinium basierten Legierungen, welche am AMES Laboratorium gemacht wurde, entstand ein exponentielles Anwachsen der Tätigkeiten. Dies wurde durch die Zählung begutachteter wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der magnetokalorischen Materialwissenschaft und Kältetechnik erreicht (siehe [F5] und [F6]). Seit damals wurden auch eine Vielfalt von verschiedenen magnetokalorischen Legierungen vorgeschlagen. Heute werden neue Legierungen - mit Curie-Temperaturen in der Nähe der Raumtemperatur und darüber - produziert, welche einen sehr grossen magnetokalorischen Effekt („giant magnetocaloric effect“) aufweisen. Führende Materialwissenschaftler sind Pecharsky und Gschneidner (siehe z.B. [F5], [F6]) in den USA, Wada *et al.* [F7] in Japan und Brück *et al.* [F8] in Europa.

In der Schweiz begannen vor fünf Jahren Forscher am „Institut Génie Thermique“ der „Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion, HEIG-VD“, in Yverdon-les-Bains mit Untersuchungen magnetokalorischer Systeme. Es wurden verschiedene Patentanmeldungen eingereicht und es konnte mit einer solchen Idee eines Prototypen der Swiss Technology Award 2006, ein Spezialpreis der ASEA Brown Boveri (ABB) und des Bundesamtes für Energie (BFE) gewonnen werden. Es gab einige Dutzend Pressemitteilungen (z.B. in Cash), Artikel in Tageszeitungen (z.B. im Forschungsteil der NZZ) und der Fachpresse (z.B. Technische Rundschau). Diese Artikel werden hier nicht aufgelistet, Kopien können aber jederzeit von den Autoren abgegeben werden.

Zudem schlugen Peter W. Egolf und Andrej Kitanovski dem „International Institut of Refrigeration, IIR“ (www.iifir.org) die Neubildung einer Arbeitsgruppe „Magnetic Cooling“ vor [E1], die vom Wissenschafts- und Technologierat des IIR genehmigt worden ist. Die beiden sind gegenwärtig Präsident und Vize-Präsident dieser Gruppe.

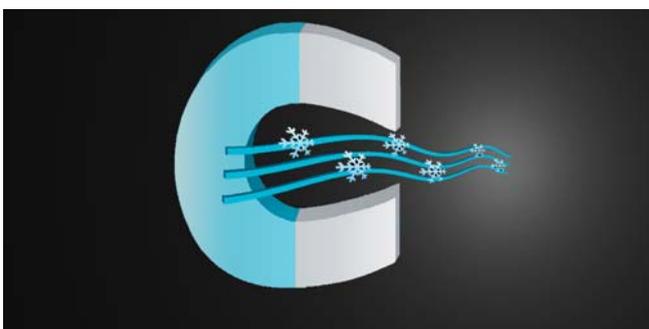


Figure 2: Das Logo der „Working Party on Magnetic Cooling“ des „International Institute of Refrigeration“. Diese ist mit zurzeit 150 Mitgliedern - die in einem weltweiten Netzwerk tätig sind und alle zwei Jahre eine Konferenz organisiert - eine der aktivsten Gruppen des IIR.

Ein erstes Treffen der Mitglieder wurde im Rahmen der „First International Conference of Magnetic Refrigeration at Room Temperature“, in Montreux vom 27.-30. September 2005 durchgeführt. Diese Konferenz wurde vom Bundesamt für Energie unterstützt und war ein grosser Erfolg mit 51 Vorträgen zu neuen Material- und Systementwicklungen auch der führenden Wissenschaftler auf dem Gebiet und 150 Teilnehmern, darunter Vertreter der Grossfirmen Nestlé, Daewoo, Danfoss, Coca Cola, Embraco, Arcelik AS. usw. (Proceedings siehe Ref. [E2]). Noch dieses Jahr werden H. Auracher und P.W. Egolf (Editoren) ein „Special Issue of the International Journal of Refrigeration“ herausbringen, welches überarbeitete Artikel der erwähnten Konferenz enthalten wird. Drei Artikel in diesem Heft wurden zum Teil (siehe Ref. [E3], [E4], [E5]) im Rahmen diese Projekts erarbeitet.

Weiter werden am Paul Scherrer Institut (PSI) von Th. Strässle und A. Furrer barokalorische Materialien entwickelt [F9]). Diese erwärmen sich oder kühlen sich ab, wenn der Druck geändert wird.

Die Bildung von magnetokalorischen Suspensionen wird von den Wissenschaftlern an der HEIG-VD mit solchen der ETHZ (Gruppe von Prof. H.J. Leibundgut) und der EMPA (Gruppe von Dr. Hans Hug) diskutiert. Da das magnetokalorische Material zur Temperaturänderung veränderliche Felder benötigt, sind sich bewegende Fluida - welche Partikel aus magnetokalorischen Substanzen nahe des Nanobereichs enthalten - sehr erfolgsversprechend für einen zukünftigen Einsatz.

Eine umfassende Uebersichtsarbeit über die magnetokalorische Heiz- und Kältetechnik ist im Buch von Tishin [F10] oder in einem Übersichtsartikel von Yu *et al.* [F11] zu finden.

2. DIE AUFGABENSTELLUNG

Es soll abgeschätzt werden, ob magnetische Wärmepumpen für die Warmwasseraufbereitung und die Hausheizung mittelfristig in der Schweiz marktfähig sein können. Es handelt sich um eine Vorstudie die auf Messdaten von Materialwissenschaftlern, theoretischen Grundlagen des Elektro-Magnetismus, der Thermodynamik und einfachen Tabellen-Kalkulations-Berechnungen, aber auch (numerischen) Berechnungen beruht. Es soll noch kein Prototyp gebaut werden.

Das Hauptziel dieser Machbarkeitsstudie ist zu untersuchen, ob sich eine Entwicklung magnetischer Wärmepumpen in der Schweiz lohnen würde. Da die Technologie ganz neu ist und in den nächsten Jahren durchaus zu einem „Boom“ führen könnte, würde sich in der Schweiz die angewandte Forschung im Bereiche der magnetischen Heizung und Kühlung (und auch deren Realisierung in der Praxis) durch dieses Vorhaben an vorderster Front bewegen.

Um diese Ziele zu erreichen wurden die folgenden Arbeiten definiert:

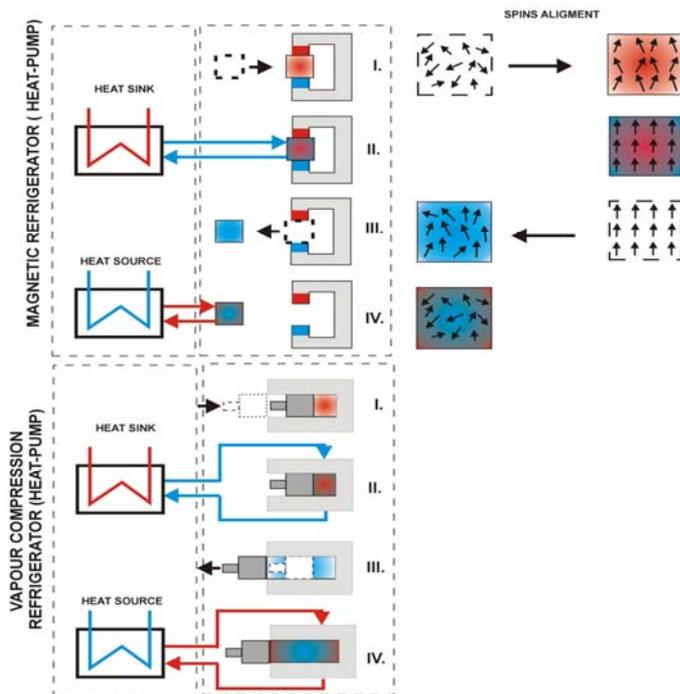
- „Review“ existierender Arbeiten
- Basisarbeiten zur Theorie der magnetischen Heiz- und Kältetechnik
- Auswahl der besten Materialien
- Berechnung der Heiz- und Kältekapazitäten der Materialien
- Ausarbeitung von Arbeitsdiagrammen magnetokalorischer Substanzen (dies sind die Kältemittel der magnetokalorischen Systeme)
- Entwurf geeigneter mehrstufiger Zyklen
- Physikalische Modellbildungen
- Numerische Berechnungen des Systemverhaltens, Wirkungsgrade, Energieverbrauch
- Exergieanalysen
- Vergleiche mit konventionellen Wärmepumpen
- Kostenschätzungen
- Finale Beurteilungen.

3. DIE TECHNOLOGIE

3.1 Das Prinzip

Normalerweise besteht eine magnetische Wärmepumpe aus einem festen magnetokalorischen Körper, welcher in das Magnetfeld hinein und dann heraus bewegt wird. Im Falle von Elektromagneten kann eine statische Anwendung durch ein Ein- und Ausschalten von Magneten bewirkt werden. Eine dritte Möglichkeit ist es eine magnetokalorische Suspension (magnetokalorische Partikel in einer Trägerflüssigkeit) durch ein Magnetfeld mit variierender Feldstärke fließen zu lassen.

Der Basis-Prozess ist in der Figur 3 zu sehen. Unten ist der Gas-Kreislauf, der als bekannt vorausgesetzt wird, gezeigt. Dieser arbeitet mit einem Kolbensystem zur Kompression und Expansion eines Gases. Darüber – in Analogie – findet man den magnetischen Prozess.



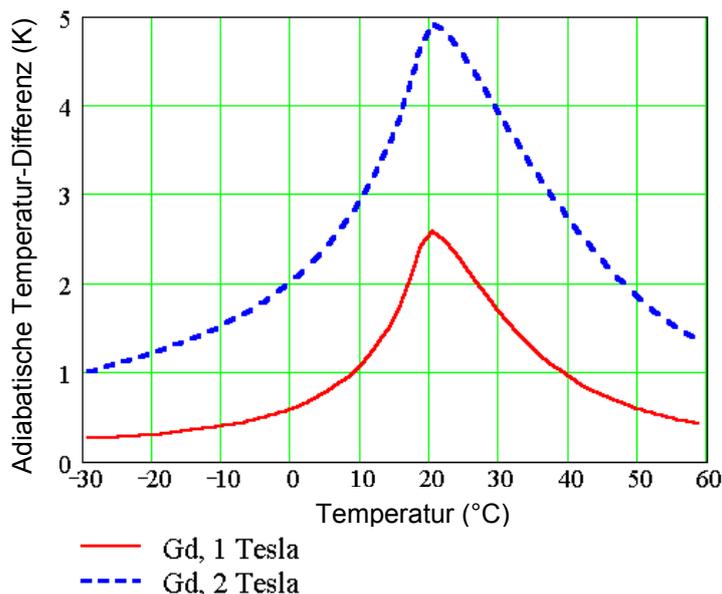
Figur 3: Die Heiz-, respektive Kältekreisläufe bestehen aus vier Funktionen, welche im Text ausführlich erklärt werden. Rechts ist die Spinausrichtung der Elektronen gezeigt.

Das magnetokalorische Material wird in das Magnetfeld hinein transportiert (Prozess I), wo es sich aufheizt. Die Wärme kann zu Heizzwecken verwendet werden. Dazu wird dem Material Wärme entzogen (Prozess II). Wenn es dann wieder aus dem magnetischen Feld entfernt wird, so kühlt es sich ab (Prozess III). Schlussendlich wird Wärme einer Wärmequelle (auf einem tieferen Temperatur-

Niveau) dem System zugeführt (Prozess IV). Diese vier Teilprozesse sind in der oberen Figur von oben nach unten zu sehen. Darunter befindet sich die Darstellung des konventionellen Wärmepumpen-Kreislaufs. Man sieht sofort, dass der Erhöhung der magnetischen Feldstärke die Kompression des Gases entspricht und der Erniedrigung die Expansion. Die zwei Teilprozesse der Zu- und Abführung von Wärme sind in den beiden Systemen identisch. Die beiden Prozesse sind analog zueinander.

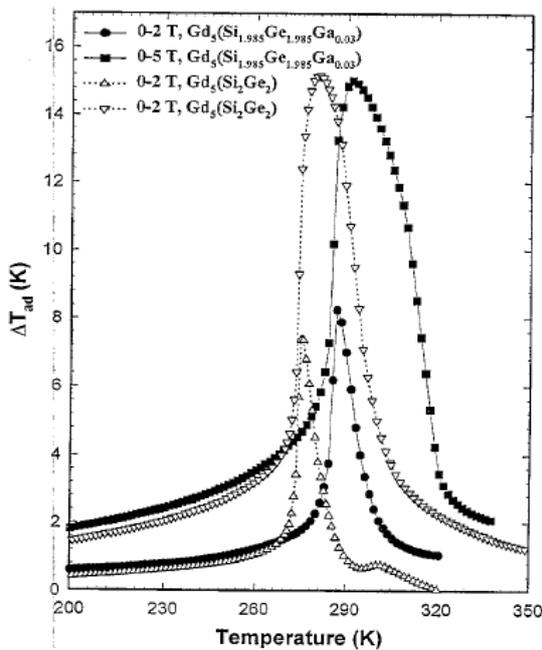
3.2 Materialien

Reines Gadolinium ist ein Material, das den magnetokalorischen Effekt ausgeprägt um 20 °C zeigt (Figur 4). Die Temperatur bei der der Effekt maximal ist, tritt dort auf, wo die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Magnetfeld am grössten ist.

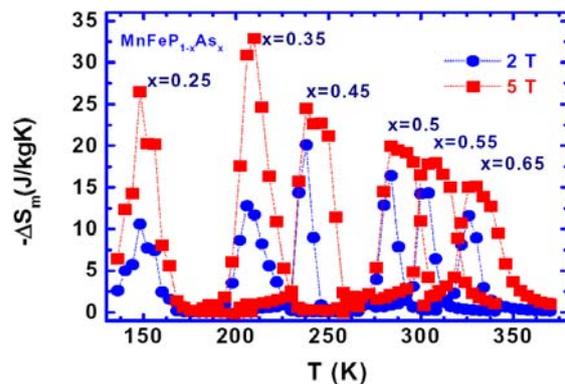


Figur 4: Die adiabatische Temperaturdifferenz von reinem Gadolinium für eine magnetische Induktion von 1 T und 2 T ist zu sehen. Bei 2 T ist die maximale Temperaturdifferenz genau 5 K. Beste Legierungen erreichen höhere Werte und sind weniger teuer (siehe Figuren 5 und 6). Zudem ist Gadolinium sehr gefährlich, wenn es in die Blutbahnen lebender Individuen gerät.

Die in früheren Zeiten verwendeten Paramagnete zeigen gute Werte der Änderung der Entropie als Funktion des Magnetfeldes nur bei tiefen Temperaturen. Die heute verwendeten Ferromagnete haben gute Werte auch bei höheren Temperaturen, aber deren Grösse ist nur relevant in der Umgebung der Curietemperatur. Für magnetische Wärmepumpen kommen nur Materialien mit dem sogenannten "gigantischen magnetokalorischen Effekt" in Frage (siehe Figur 5). Es wird vermutet, dass eine Kurve falsch beschriftet ist, nämlich dass die unterste Beschriftung in der Legende nicht bei 2 T sondern bei 5 T gemessen worden ist!



Figur 5 (links): Die adiabatische Temperaturdifferenz als Funktion der Temperatur (gemäss Ref. [F5]).

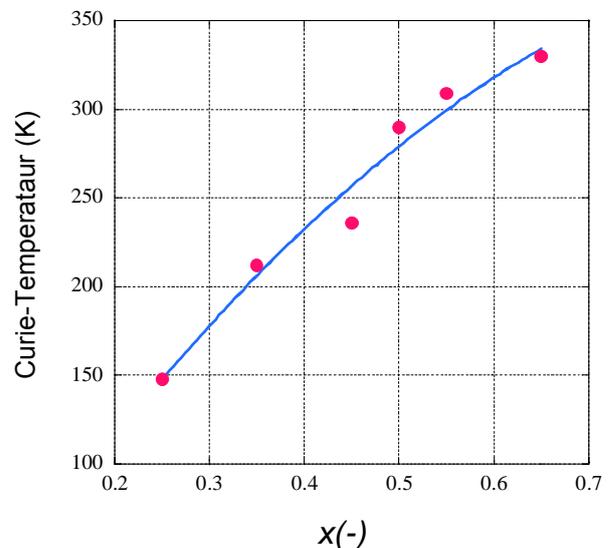


Figur 6 (oben): Magnetokalorischer Effekt (magnetische Entropieänderung) als Funktion der Temperatur (gemäss Ref. [F8]).

Von Vorteil ist, wenn es sich um Legierungen handelt, welche in Funktion der Konzentration x eines Bestandteils ihre Curie-Temperatur kontinuierlich ändern ohne eine große Änderung in ihrer spezifischen Wärmekapazität (bei konstantem Magnetfeld) oder der magnetischen Entropieänderung ΔS_M zu zeigen, wie das in Figur 6 zu

Figur 7: Diese Funktion zeigt ein bisschen weniger als einen linearen Anstieg und kann daher durch ein Polynom zweiten Grades gut approximiert werden. Die optimalen Koeffizienten dieses Polynoms, durch die Gauss-Methode bestimmt, sind in der untenstehenden Tabelle zu sehen:

$Y = M0 + M1*x + \dots M8*x^8 + M9*x^9$	
M0	-33.162
M1	823.58
M2	-396.97
R	0.9851



sehen ist. Dann können solche Relationen als Funktionen mit Translationseigenschaften mit einer einfachen Abhängigkeit von x dargestellt werden (siehe Figur 7). Die Figur 7 wurde für das Material, welches in der Figur 6 erwähnt wird, erstellt. Diese Eigenschaft erlaubt nun, dass das Material in einer Wärmepumpe an verschiedenen Orten von verschiedener Zusammensetzung ist, und zwar so, dass es an jedem Punkt optimal an die Betriebstemperatur der Maschine angepasst wird. In der englischen Literatur wird diese Technik „Layered Bed Formation“ genannt. Sie dient einer effizienten Leistungssteigerung von Maschinen.

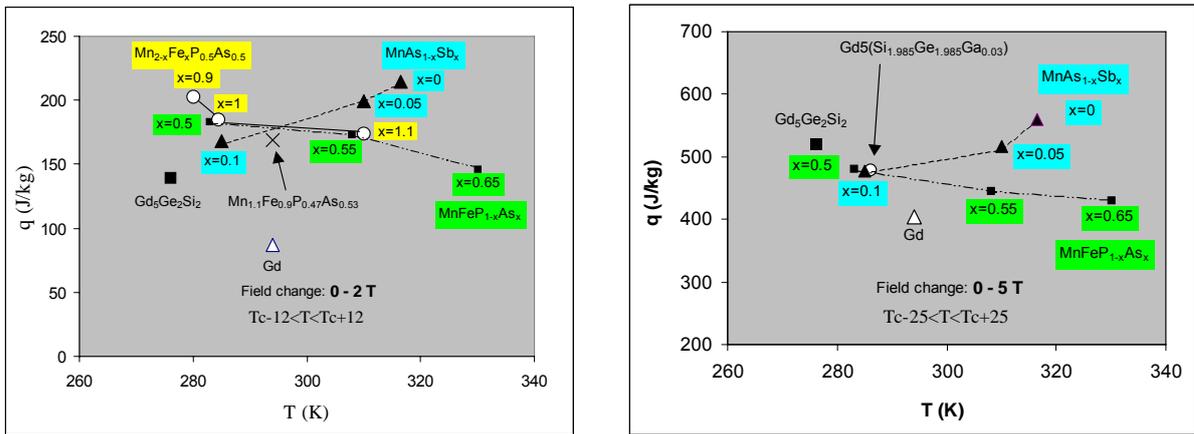
Vitalij Pecharsky hat die wichtigsten Legierungsgruppen - welche günstige magnetokalorische Effekte zeigen - zusammengestellt und am 13. Juni 2006 an der XX NMMM – „New Magnetic Materials of Microelectronics Conference“ an der Lomonosov Universität in Moskau den Mitgliedern der russischen Gesellschaft für Magnetismus präsentiert [F18]. Diese Liste befindet sich gleich nach diesem Absatz. Der Erstautor dieses Berichts hat Resultate dieses Projekts dort vorgetragen (Ref. [E9]).

- **5:4 Gadolinium-Silicon-Germanium**
 - $Gd_5(Si_{1-x}Ge_x)_4$
- **Manganites**
 - $(R_{1-x}M_x)MnO_3$
 - R - Lanthanide, M – Alkali, Alkaline earth
- **Lanthanum-Iron-Silicon**
 - $La(Fe_{1-x}Si_x)_{13}$, $La(Fe_{1-x}Si_x)_{13}H_y$
- **Manganese-Antimony Arsenide**
 - $MnAs_{1-x}Sb_x$
- **Iron-Manganese-Arsenic Phosphides**
 - $(FeMn)(P_{1-x}As_x)$
- **Amorphous Finemet-type alloys (very recent)**
 - $Fe_{68.5}Mo_5Si_{13.5}B_9Cu_1Nb_3$

Arsenhaltige Substanzen dürften vor allem in Direkt-Kontakt-Systemen ausgeschlossen werden. Es bestehen daher bereits Bestrebungen giftige Stoffe durch harmlose zu substituieren.

Weiter wurden einige „Beste Materialien“ ausgewählt und die „Refrigeration Capacities“ berechnet und graphisch dargestellt (siehe Figur 8). Diese Übertragung von Daten von Materialwissenschaftlern in eine Form, welche jedem Kälteingenieur verständlich ist, ist von grosser praktischer Bedeutung.

Von Vorteil ist es auch, wenn die Materialien keine Hysterese in der Magnetisierungskurve $M(H_0)$ aufweisen. Eine Hysterese führt zu Irreversibilitäten - das heisst Dissipation magnetischer Energie in Wärme - und verringert den COP-Wert („Coefficient of Performance“) wesentlich. Die Fläche der Hysterese $B(H)$ entspricht der dissipierten Energie und wird beim Durchlaufen eines thermodynamischen Zyklus pro Umlauf einmal verloren.



Figur 8: „Heiz-, respektive Kältekapazitäten“ neuer magnetokalorischer Legierungen (ohne Berücksichtigung der Hysterese-Effekte). Für kleine magnetische Feldstärke-Änderungen, z.B. von Null auf zwei Tesla zeigen die auf Mangan basierten Legierungen, welche in Europa produziert werden, die höchsten Werte (Figur links). Bei grösseren Änderungen bis zu 5 T sind die auf Gd basierten Materialien - welche in den USA hergestellt werden - überlegen (Figur rechts).

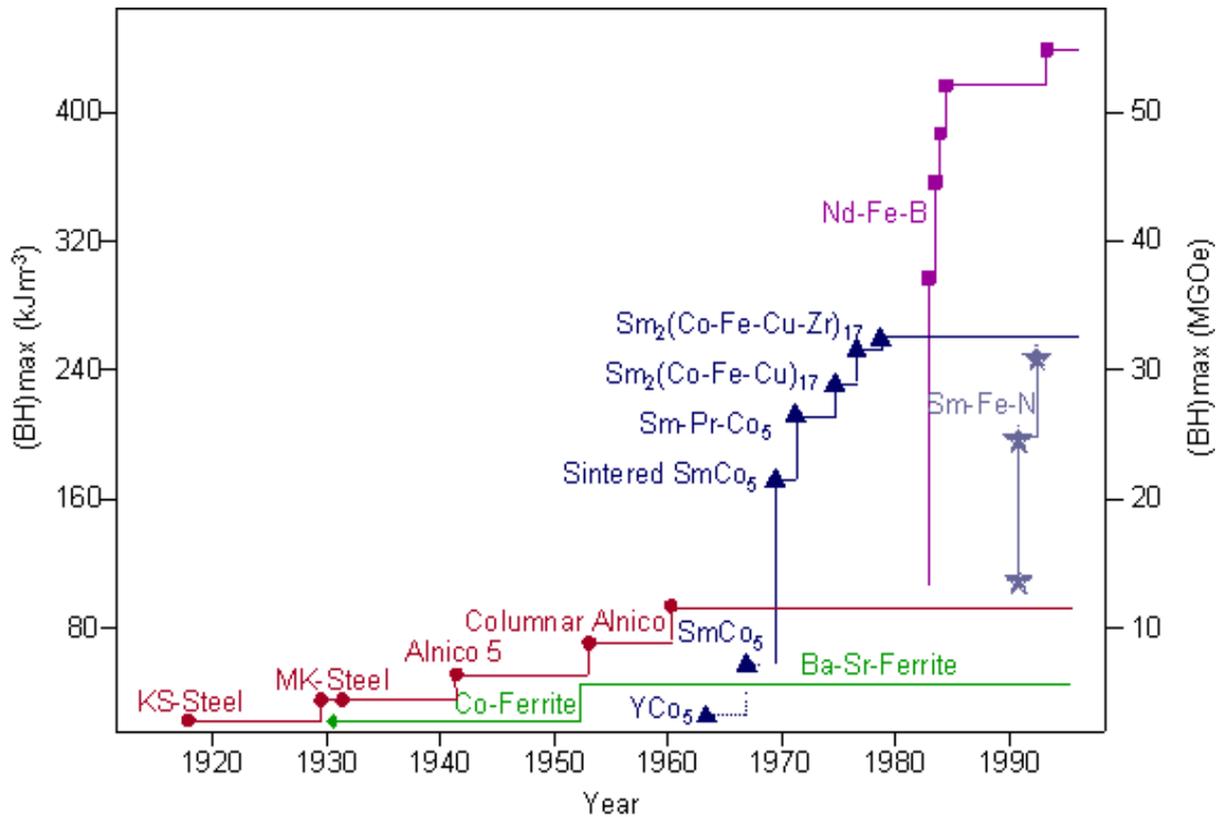
Es soll heute bereits Materialien geben, welche den magnetokalorischen Effekt weit über der Raumtemperatur zeigen (mündliche Kommunikation mit V. Pecharsky und E. Brück). Solche Legierungen würden den Umkehreffekt erlauben, nämlich die Umwandlung von Nieder-Temperatur-Wärme in mechanische und elektrische Energie (siehe Ref. [E9]).

Weitere Materialien und eine Tabelle, die sich sehr gut zur Materialauswahl eignet sind in Unterkapitel 10.2 zu finden.

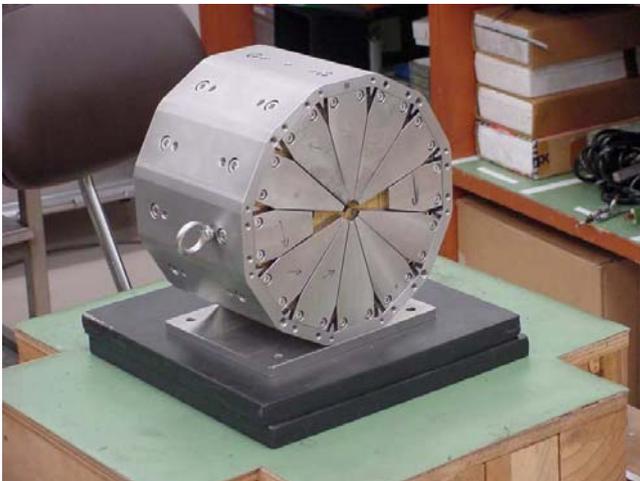
3.3 Magnete

Die Figuren 4, 5, 6 und 8 zeigen alle, dass der magnetokalorische Effekt nicht nur von der Güte des Materials abhängig ist, sondern auch von der magnetischen Feldstärke. Erst bei sehr hohen Feldstärken tritt normalerweise eine Sättigung ein, so dass eine Felddifferenz nicht mehr die gleiche Temperatur-Differenz-Erhöhung bewirkt, wie das bei kleineren Feldstärken der Fall ist. Deshalb ist die Qualität der Magnete und deren Steigerungsmöglichkeiten in der nahen Zukunft auch von grosser Bedeutung. Die Entwicklung von immer besseren Permanentmagneten ist noch nicht abgeschlossen (siehe Figur 9). Um die Qualität der Magnete zu quantifizieren werden deren Energiedichten BH angegeben.

Die Figur 10 zeigt einen Permanentmagneten mit höchster magnetischer Feldstärke. Eine japanische Forschungsgruppe hat eine Halbach-Matrix konstruiert, die im kleinen Luftraum ungefähr 4,3 T erzeugt. Für solche Konfigurationen wurden neulich sogar Werte von 6 bis 7 Tesla angekündigt. Eine solch aufwändige Konstruktion mit einem so kleinen verwendbaren Volumen ist für praktische Anwendungen von magnetischen Wärmepumpen nicht von Bedeutung. Heute kann man davon ausgehen, dass es möglich sein wird magnetische Induktionen von 2 T in realistischen Konfigurationen, welche noch nicht zu schwer sein werden, zu erzeugen. Mittelfristig könnte sich dieser Wert zu 3 T hin verschieben.



Figur 9: Die Entwicklung von Magneten grösserer Leistungsdichte wird in dieser Figur gezeigt. Die Nd-Fe-B-Magnete werden oft verwendet (siehe auch Kapitel 10.3).



Figur 10: Halbach-Magnet mit über 4 Tesla Induktion (siehe z.B. in Ref. [F12]). Die konzentrisch angeordneten Elemente - zusammen mit der geschlossenen Struktur - ergeben die günstigen Verhältnisse um hohe magnetische Feldstärken im Hohlraum zu erzeugen. Eine solche Konfiguration ist allenfalls für spezielle Laboranwendungen verwendbar.

3.4 Systeme

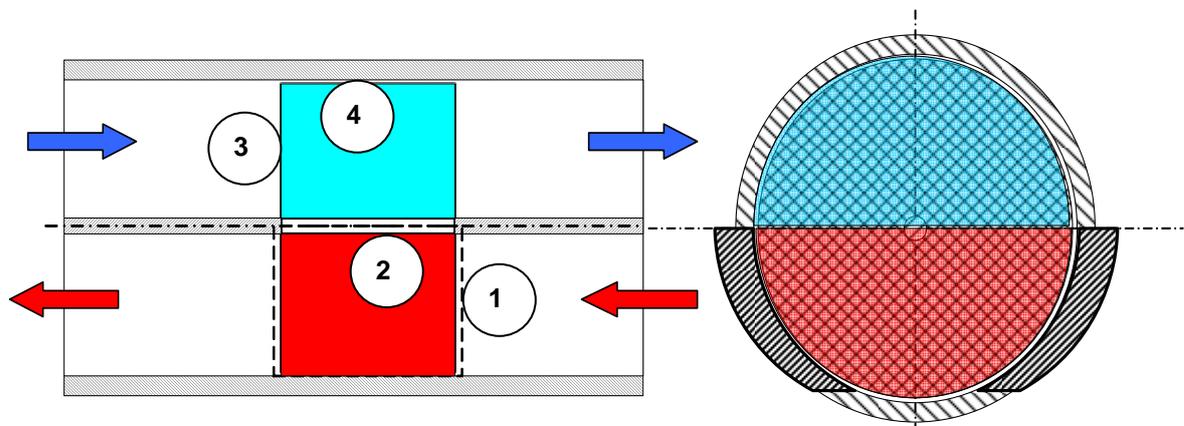
3.4.1 Prototypen

Heute gibt es schätzungsweise etwa zehn Prototypen in Laboratorien, aber noch keine Anlagen in der Praxis. Im „Review-Artikel“ von Yu *et al.* [F11]), findet man Informationen über die bestehenden Prototypen und Referenzen für weitergehende Auskünfte. Einige dieser Prototypen zeigen zum Teil einen sehr hohen gemessenen „Coefficient of Performance“.

Neben anderen Gruppen haben die Forscher der HEIG-VD in Yverdon-les-Bains, A. Kitanovski, P. W. Egolf und O. Sari vor Projektbeginn neue interessante zyklische magnetische Kälte- und Heizapparate vorgeschlagen und entsprechende Patente eingereicht. Für dieses Projekt ist die erste der beiden genannten Patentanmeldungen relevant:

- A. Kitanovski, P. W. Egolf, O. Sari, 2003.
Procédé et dispositif pour generer en continue du froid et de la chaleur par effet magnetique.
 PCT BR – 10'463 – IN, Number of deposition: PCT/CH 03/00839, Date of deposition: 24 December 2003.
- A. Kitanovski, P. W. Egolf, O. Sari, 2003.
Procédé et dispositif de génération de froid et de chaleur par effet magnetique.
 PCT BR – 10'464 – IN, Number of deposition: PCT/CH 03/00848, Date of deposition: 24 December 2003.

Die erste Patentanmeldung behandelt einen rotativen Wärmetauscher-Ansatz zur magnetischen Heizung und Kühlung, der im folgenden kurz vorgestellt wird. Diese Lösung stellt die Basis für das vorliegende Projekt dar. Die zweite Anmeldung basiert auf magnetokalorischen Flüssigkeiten, welche durch Magnetfelder fließen und wird weder im Projekt noch in diesem Bericht weiter behandelt.



Figur 11: Die wohl einfachste Realisation des magnetokalorischen Wärmepumpen-Prozesses wird durch einen rotativen porösen Zylinder erreicht. Alle vier Funktionen sind auf engstem Raum vereint: Aufheizen des porösen Materials im Magnetfeld, welches in die untere Hälfte des Zylinders eindringt (1), Wärmeentzug durch das strömende Fluidum im unteren Halbzylinder (2), Abkühlung der porösen Metall-Matrix beim Verlassen des Magnetfeldes (3) und Wärmezubringung von einer Wärmequelle tieferer Temperatur im oberen Halbzylinder (4). Das sich aufheizende und sich abkühlende Fluidum fließen hier im Gegenstromprinzip durch die Wärmepumpe.

Weitere Patente wurden deponiert, welche Maschinen zeigen, bei denen die beiden Räume, welche Fluida enthalten, besser gegeneinander abgedichtet sind. Bei dem vorliegenden Prinzip ist bekannt, dass es zu kleineren Leckverlusten der Masse des Fluidums und der thermischen Energie kommt. Deshalb sollte dieses System immer

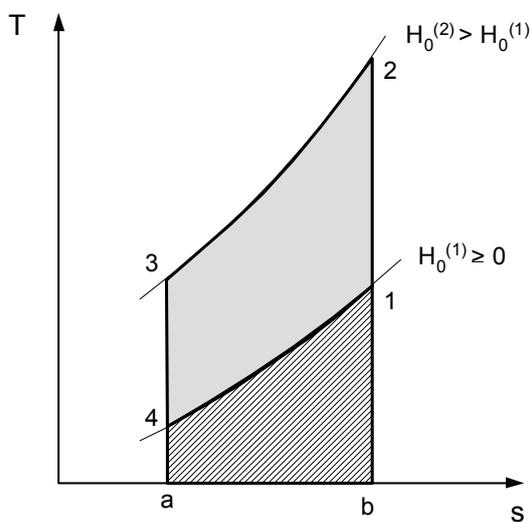
auf beiden Seiten dasselbe Fluidum enthalten. Wenn zum Beispiel zur Gefrierpunktniedrigung Wasser/Ethylen-Glykol verlangt wird, so müsste auch das Heizungssystem im Gebäude mit Wasser/Ethylen-Glykol der gleichen Konzentration gefüllt werden, falls aus Kostengründen auf entsprechende Wärmetauscher verzichtet wird.

3.4.2 Thermodynamische Zyklen

Die Thermodynamik der magnetischen Heiz- und Kältetechnik kann hier nicht in großer Tiefe behandelt werden. A. Kitanovski und P. W. Egolf haben einen Übersichtsartikel zu diesem Thema geschrieben (siehe Ref. [E6]), der auch einige neue Resultate enthält, wie z.B. die Einführung der Enthalpie für die Beschreibung von COP-Werten von magnetokalorischen Systemen. Andere Resultate sind wichtig für die richtige Berechnung der Arbeit, welche in die Drehbewegung - um den Widerstand des rotierenden Rades zu überwinden - gesteckt werden muss.

Es können verschiedene thermodynamische Zyklen studiert und realisiert werden, wie z.B. der Eriksson- oder der Brayton-Kreislauf, oder es kann der ideale Carnot-Prozess angenähert werden. Der Brayton-Prozess ist der Basisprozess für die vorgeschlagene Rotations-Wärmepumpe (siehe Figur 12).

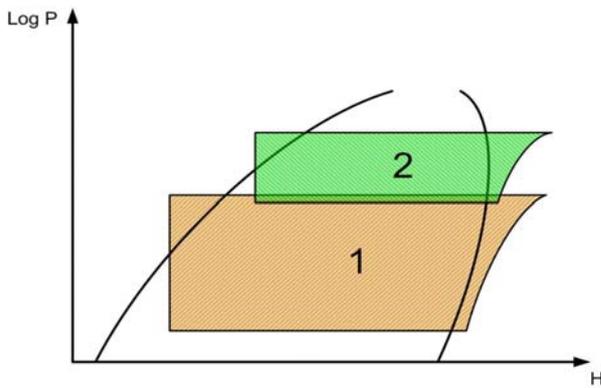
Es kann gezeigt werden, dass die graue Fläche der geleisteten Arbeit entspricht und dass die gestreifte und graue Fläche zusammen die Heizenergie repräsentieren. Die zweite Grösse dividiert durch die erste entspricht definitionsgemäss dem COP-Wert.



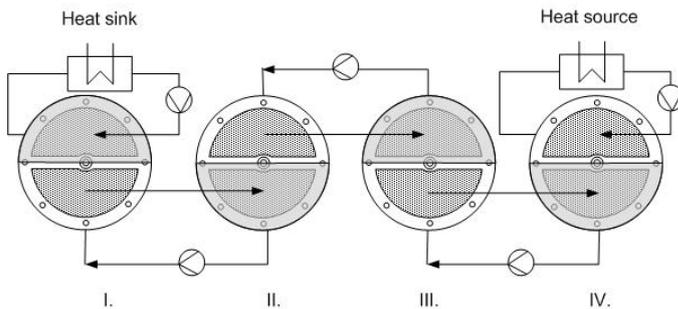
Figur 12: Der Kreisprozess nach Brayton ist gezeigt. Weil magnetokalorisches Material - welches in das Magnetfeld dreht (Prozess 1-2) - dies sehr schnell tut, ist der Prozess adiabatisch. Dann verbleibt das Material in einem konstanten Magnetfeld (Prozess 2-3) und wird durch das Fluidum abgekühlt. Dieses erwärmt sich im Gegenzug und steht für Heizzwecke zur Verfügung. Dann dreht das Rad aus dem magnetischen Feld und kühlt sich adiabatisch ab (Prozess 3-4). Nun kann Wärme auf einem tieferen Niveau aufgenommen werden (Prozess 4-1).

3.4.3 Kaskadensysteme

Auch in konventionellen Wärmepumpen und Kältemaschinen müssen sehr hohe Unterschiede in der Temperatur zwischen dem Niveau der Quelle und jenem der Senke durch einen Kaskadenprozess überwunden werden (siehe Figur 13). Durch Wärmeübertrager sind die beiden Kreisprozesse der Wärmepumpen eines Kaskadensystems miteinander verbunden. Die heiße Wärmequelle der ersten Maschine überträgt thermische Energie und beliefert auf diese Weise die zweite Stufe.

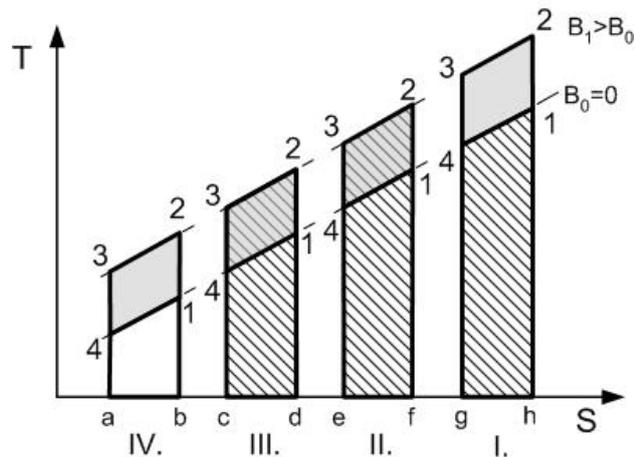


Figur 13: Die Kreisprozesse von zwei klassischen Wärmepumpen im Diagramm, welches den logarithmischen Druck als Funktion der Enthalpie zeigt. Die Prozesse überlappen ein wenig damit Wärme in einem Wärmetauscher übertragen werden kann. Die beiden Maschinen müssen fein aufeinander abgestimmt werden.



Figur 14: Die Verbindungen zwischen den Stufen müssen kontinuierlich gewährleistet sein. Dazu braucht es bei vier Maschinen drei Pumpen. Weiter kommen noch jene bei der Wärmequelle und Wärmesenke hinzu, sodass hier insgesamt fünf Pumpen notwendig sind.

Figur 15: Vier Brayton-Kreisläufe bilden ein Kaskadensystem. Man beachte, dass die verschiedenen Kreisprozesse so angeordnet sind, so dass die Wärme von einer Stufe zur nächsten übertragen werden kann. Die technische Realisierung einer solchen Anlage, mit wechselweise angeordneten Magneten, zeigt die Figur 14.

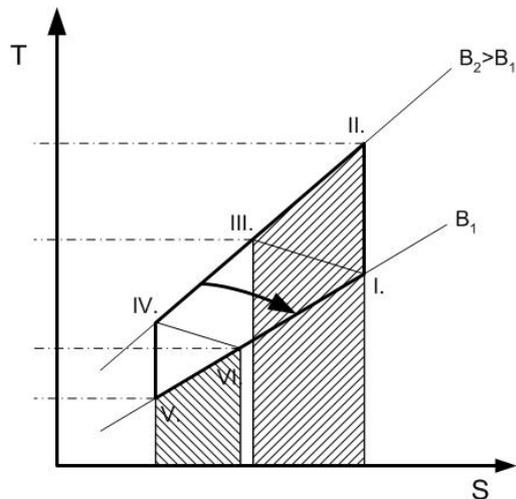


Da magnetokalorische Materialien nur kleine Temperaturhübe zulassen, sind Kaskaden- oder Regenerationszyklen unumgänglich. Es müssen selbst Systeme mit einer höheren Anzahl Stufen in's Auge gefasst werden. Ein Kaskadensystem mit vier Maschinen ist in der Figur 14 gezeigt und die dazugehörigen thermodynamischen Zyklen in der Figur 15.

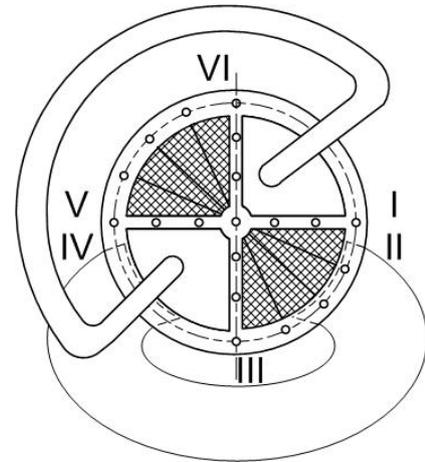
3.4.4. Regenerationssysteme

In einem Kompressionszyklus tritt z. B. Regeneration auf, wenn Wärme am Ausgang des Kondensers entnommen wird, um das Fluidum am Eingang des Kompressors vorzuheizen. In diesem Fall ist die Absicht aber eher eine Tropfenbildung im Komp-

pressor zu vermeiden als einen Regenerationsprozess zu betreiben. Anders ist dies im Falle einer magnetischen Wärmepumpe. In dieser ist es recht einfach einen Regenerationsprozess zu realisieren (siehe Figuren 16 und 17).



Figur 16: Regenerativer Wärmepumpen-Kreislauf in einem Temperatur-Entropie-Diagramm. Eine interne thermische Energieübertragung zwischen den Positionen III-IV und VI-I ist verantwortlich für die Regeneration.



Figur 17: Präsentation der notwendigen Verbindungen in einer regenerativen magnetischen Wärmepumpe vom axialen Rotations-typ mit poröser Struktur und einer Rotation im Uhrzeigersinn.

Die magnetische Heiz- und Kältetechnik bei Raumtemperatur steckt noch in den Kinderschuhen. Daher ist es noch schwierig gute Vergleiche mit der konventionellen Technik machen zu können. Ohne genaue Systemberechnungen können falsche Schlüsse gezogen werden. Zudem muss man die zu erwartenden Verbesserungen der Magnete verglichen mit jenen der Kompressoren und jene der magnetokalorischen Materialien, verglichen mit jenen der Arbeitsmittel konventioneller Wärmepumpen, als wesentlich günstiger beurteilen.

3.5 Vor-und Nachteile magnetischer Wärmepumpen

3.5.1 Vorteile

- “Grüne Technologie”, anstatt mit problematischen Arbeitsmitteln wird mit Luft und Wasser gearbeitet
- Lärmfreie Maschine
- Sehr hohe Wirkungsgrade (höher als in konventionellen Zyklen wegen der Reversibilität* des magnetokalorischen Effekts)
- Kleinerer Energieverbrauch
- Einfache Konstruktion möglich (jedoch hohe Präzision und Stabilität des Rades bei kleinen Luftspalten im Magneten erforderlich)

* Falls keine Hysterese auftritt!

- Hohe Lebensdauer bei guter Wartung (Unterhalt einfach)
- Niedrige Druckverluste (Maschine läuft bei Atmosphärendruck, Vorteil für die Luft- und Klimatechnik oder Kälteanlagen in Automobilen).

3.5.2 Nachteile

- Starke Magnetfelder mit noch unbekanntem Auswirkungen auf lebende Organismen. Zugute kommt der magnetischen Wärmepumpe, dass das Magnetfeld statisch und nicht alternierend ist und biologische Zellen durch ruhende Felder weit weniger gefährdet sind
- Abschirmungen um Störungen elektronischer Komponenten zu vermeiden
- Die Feldstärken von Permanentmagneten sind nicht sehr hoch
- Temperaturdifferenzen der magnetokalorischen Materialien sind gering (deshalb sind oft Kaskaden und/oder Regenerationssysteme erforderlich).

4. VORGESCHLAGENE WAERMEPUMPENSYSTEME

4.1 Einführung

Für eine Anwendung in der Schweiz wurden - durch den BFE Programmleiter und die Projektbegleitgruppe und in Absprache mit dem Projektteam - die folgenden zwei Fälle definiert:

Wärmepumpe für Neubau mit Fussbodenheizung:

Medien:	Sole/Wasser (Sole: 25 % Ethylen-Glykol)
Temperatur Primärseite:	0 °C *
Temperatur Sekundärseite:	35 °C
Leistung:	8 kW.

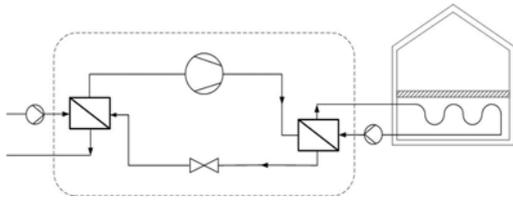
Renovationsbau mit Radiatorenheizung:

Medien:	Luft/Wasser
Temperatur: Primärseite:	-7 °C
Temperatur: Sekundärseite:	50 °C
Leistung:	15 kW.

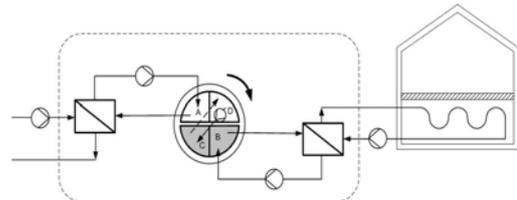
Zudem wurde für das zweite Beispiel auch der Extremfall mit einer Aussentemperatur von -15 °C definiert. Die Vorlauftemperatur wurde auf 60 °C festgelegt.

4.2 Neubau mit Fußbodenheizung

Moderne Gebäude mit tiefem Heizenergieverbrauch besitzen fast immer eine Fußbodenheizung mit tiefer Vorlauftemperatur. Solche Systeme werden meistens mit einer konventionellen Wärmepumpe ausgestattet (Figur 18).

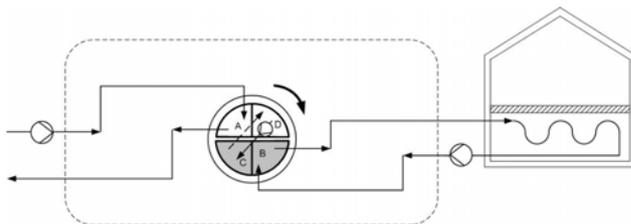


Figur 18: Konventionelle Wärmepumpen-Anwendung.



Figur 19: Ein analoger Einbau einer magnetischen Wärmepumpe.

Eine solche Maschine könnte durchaus durch eine äquivalente magnetische Wärmepumpe ersetzt werden (Figur 19). Das heißt sie würde zwischen den gleichen Niveaus mit der gleichen Leistung betrieben werden. Während das konventionelle System über drei Fluidum-Kreisläufe verfügt, zeigt das magnetische sogar deren vier. Nun ist aber das Konzept der magnetischen Rotations-Wärmepumpe gerade dazu prädestiniert diese Anlage zu vereinfachen. Die Wärmetauscher werden weggelassen (Figur 20). Trotz eines zusätzlichen Einbaus von Filtern, die einer Verschmutzung der porösen Struktur entgegenwirken sollen, können die Anlagekosten ein wenig gesenkt werden.

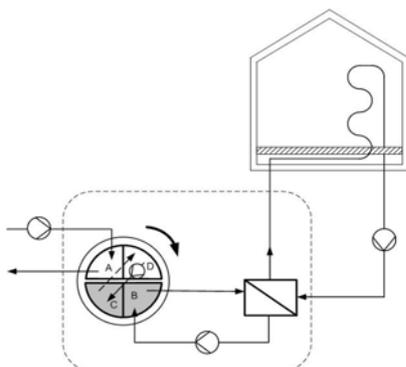


Figur 20: Einfaches magnetisches Wärmepumpensystem mit nur zwei Pumpen. Voraussetzung sind identische Flüssigkeiten in den beiden Kreisläufen, wie z. B. Wasser/ Ethylen-Glykol.

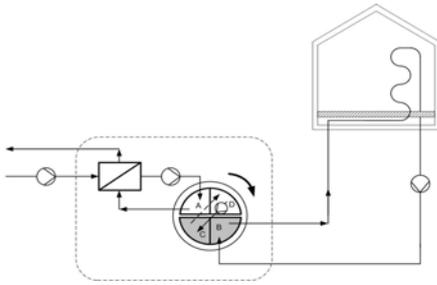
Dieses ist das erste System dessen Energieverbrauch und Herstellungskosten genauer untersucht werden sollen.

4.3 Renovationsgebäude und Warmwasseraufbereitung

Da magnetokalorische Materialien zurzeit einen maximalen Temperaturhub von 7 bis 8 K zeigen, bräuchten diese Systeme Kaskaden von mindestens $(50 - (-7)) / 8 = 7.1$, das heißt sieben Stufen. Das ist nicht realistisch! Eine solche Anlage (siehe Figuren 21 und 22) käme wesentlich teurer in der Anschaffung und im Betrieb als eine konventionelle.



Figur 21: Schematische Zeichnung eines Luft/Wasser Heizungssystems mit einer magnetischen Wärmepumpe in einem traditionellen Gebäude. Das System verfügt über einen Luft-Wasser-Wärmeübertrager, eine Heizungspumpe und zwei Ventilatoren. Der Rotor könnte das Symbol für eine Kaskade von Rotoren oder eine mehrstufige Regenerationsmaschine sein.



Figur 22: Das gezeigte System ist für die selbe Anwendung wie jenes in Figur 21 konzipiert. Da aber der Luft/Ethylen-Glykol-Wärmetauscher links der magnetischen Wärmepumpe angeordnet ist, arbeitet diese mit der flüssigen Sole. Dies hat Auswirkungen auf die Größe und den Preis der Anlage.

Wegen der relativ engen Bereiche der Wirkungsweise um die Curie-Temperatur herum, sind magnetische Wärmepumpen ideal, wenn die Betriebstemperaturen nur wenig schwanken. Dies ist bei der Wärmepumpe mit Erdregister der Fall. Bei einer Luft-Wärmepumpe fluktuieren die Temperaturen wesentlich stärker. Das ist ein zweiter Grund, weshalb sich magnetische Wärmepumpen für den Fall des definierten Renovationsgebäudes wenig eignen.

Aufgrund dieser beiden Erkenntnisse wird ein Vergleich mit einer traditionellen Anlage - ohne genauere Untersuchungen zu machen - aufgegeben.

In einer Warmwasser-Aufbereitung ist der Temperaturhub von der gleichen Größenordnung oder sogar noch größer. Deshalb gilt die gleiche Schlussfolgerung auch für eine magnetische Wärmepumpe, die das Warmwasser aufbereiten soll.

5. THEORIE

5.1 Einführung

In den folgenden Unterkapiteln wird die Theorie, welche benötigt wird um numerische Simulationen der stationär laufenden magnetischen Wärmepumpen durchzuführen, entwickelt. Wer sich nicht für die theoretischen Herleitungen interessiert, der schaue sich die Resultate in den Figures 29 und 30 an und gehe direkt zu Kapitel 7 weiter.

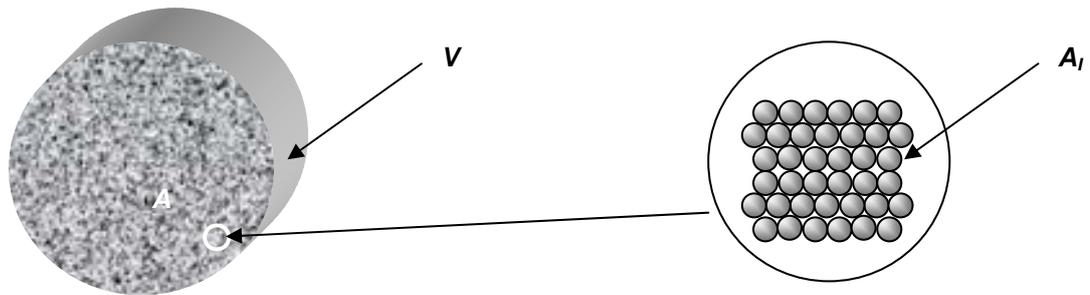
5.2 Die Charakterisierung des Rotors

5.2.1 Allgemeine Charakterisierung

Um einen guten und vor allem schnellen Wärmetransfer zwischen Fluidum und magnetokalorischem Material zu erhalten, muss die innere Oberfläche des rotierenden Wärmetauschers sehr gross sein. Diese innere Struktur des Rades kann durch ein Schüttbett, geordnete Kugelpackungen, wellenartige Blechstrukturen, usw. gebildet werden. Wenn die Luft nicht in axialer Richtung in Kanälen geführt wird, braucht es Trennwände, damit eine merkliche Bewegung des Fluidums in azimuthaler Richtung verhindert werden kann. Die Berechnung magnetischer Flusslinien wird Aufschluss über die geeignetste Packungsart geben.

Die Figur 23 zeigt ein feines Schüttbett mit kleinen identisch grossen Partikel. Die Querschnittsfläche A des Rades kann in eine partielle Fläche, welche das Rotor-material enthält (Index R für Rotor), und jene des Fluidums (Index F für Fluidum) aufgeteilt werden:

$$A = A_R + A_F. \quad (1)$$



Figur 23: Eine poröse Struktur mit Frontfläche A und Volumen V . Die Füllung ist hier durch eine geordnete kubisch-zentrierte Kugelpackung gebildet. Häufiger dürften Schüttbette mit unterschiedlich grossen Partikeln sein.

Eine andere charakteristische Fläche ist die innere Oberfläche der Festkörperstruktur A_i , welche normalerweise in magnetischen Wärmepumpen sehr gross ist. Dann kann das folgende Verhältnis definiert werden:

$$\xi = \frac{A_i}{A_F} \quad (2)$$

Der Packungsfaktor ist auch sehr wichtig:

$$\psi = \frac{V_R}{V} = \frac{V_R}{V_R + V_F} \quad (3a,b)$$

Hier bezeichnet V_R das Volumen, welches durch das Rotormaterial im zylindrischen Rad belegt wird und V_F jenes Volumen das dem Fluidum zugänglich ist.

Eine dritte charakteristische Grösse - mit der Einheit „Länge“ - ist:

$$\delta = \frac{V}{A_i} \quad (4)$$

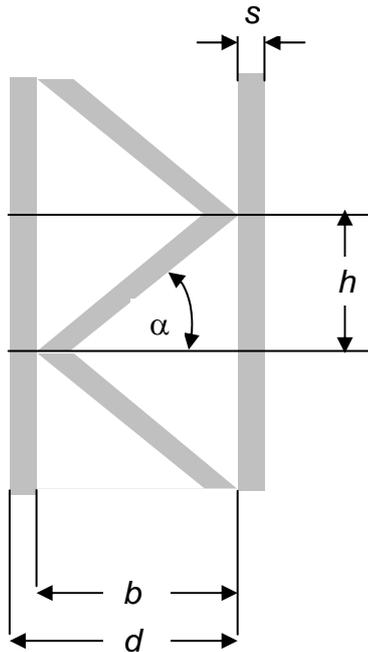
5.2.2 Die wellenartige Struktur

Die Theorie des Kapitels 5.2.1 ist für alle möglichen porösen Strukturen gültig. Die unserer Meinung nach am besten geeignete Struktur ist ein Wellenmuster (siehe Figur 24). Sie weist die folgenden Vorteile auf:

- Lineare Kanäle verhindern einen konvektiven Fluidumtransport in azimuthaler Richtung (abgesehen vom Transport durch den Rotor)
- Grosse innere Oberfläche
- Kleiner Druckabfall verglichen mit Schüttbett-Packungen
- Einfache Herstellung
- Geringe Kosten.

Die geometrische Theorie wurde in einem Industrieprojekt [E7], welches eine Folge eines Projekts des Bundesamts für Energie [E8] war, ausgearbeitet. Deshalb sollen

hier nur die Endergebnisse, welche für die Berechnungen wichtig sind, vorgestellt werden.



Figur 24: Die Wellenstruktur und ihre geometrische Charakterisierung. Der Herstellungsprozess ist sehr einfach zu verwirklichen. Ein gefalztes Zick-Zag-Blech wird auf ein ebenes Blech gelegt und dann werden die beiden aufgewickelt. Auf diese Weise entstehen lineare Kanäle kleiner Abmessungen die üblicherweise von den Fluida laminar durchströmt werden. Die geometrischen Größen hierzu wurden im Rahmen eines anderen Projekts ausgearbeitet.

Für unsere Untersuchungen wollen wir fünf verschiedene Packungen mit verschiedenen Packungsdichten und Strömungsquerschnitten betrachten (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1: Verschiedene Wellenstrukturen für die magnetische Wärmepumpe. Für alle Fälle wurde $s=0.1 \text{ mm}$ und $\alpha=60^\circ$ gewählt. Dies ergibt eine eher flache Struktur, was für die magnetische Flusslinien-Verteilung sehr günstig ist. Die Füllungsgrade variieren von 10 % bis 50 %.

Typ	h (mm)	b (mm)	d (mm)	ψ (%)
1	3.359	1.955	2.055	10
2	1.732	0.875	0.978	20
3	0.870	0.518	0.618	30
4	0.560	0.339	0.439	40
5	0.373	0.231	0.331	50

Mit $\alpha=60^\circ$ folgt, dass:

$$\chi = \frac{1}{\sin \alpha} = \frac{2}{\sqrt{3}} = 1.155. \quad (5a-c)$$

Es gilt:

$$\psi = \frac{(1+\chi)s}{d+s} \Leftrightarrow d = \left[\frac{(1+\chi)}{\psi} - 1 \right] s. \quad (6a,b)$$

Zudem ist:

$$h = (d-\chi s) \tan \alpha = \sqrt{3} (d-\chi s). \quad (7a,b)$$

Weiter findet man für die (nebst ψ) anderen beiden wichtigen charakteristischen geometrischen Grössen:

$$\xi = 2 \frac{1+\chi}{d-\chi} \frac{L}{s}, \quad (8)$$

mit der Länge L des Wärmetauschers und:

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{d+s}{1+\chi}. \quad (9)$$

5.3 Die Erhaltungsgleichungen

Die bestimmenden Gleichungen des Problems der magnetischen Wärmepumpe mit rotierendem Wärmeübertrager sind grundsätzlich Erhaltungsgleichungen. Wenn die volumetrischen Grössen (siehe auch Ref. [E8]):

$$\chi = \rho \Lambda \quad (10)$$

konservative physikalische Grössen mit den n in Bezug stehenden Flüssen \dot{q}_{χ_i} sind, so folgt in zylindrischen Koordinaten:

$$\rho \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial t} + \omega \frac{\partial \Lambda}{\partial \phi} + v \frac{\partial \Lambda}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\sum_{i=1}^n \partial \dot{q}_{\chi_i \phi}^{(\cdot)}}{\partial \phi} + \frac{\sum_{i=1}^n \partial \dot{q}_{\chi_i z}^{(\cdot)}}{\partial z}. \quad (11)$$

In der Gleichung (11) wurden bereits alle radialen Grössen vernachlässigt. Dies ist natürlich eine Näherung, die nur in einer approximativen Studie ihre Berechtigung hat. Berechnungen der magnetischen Flusslinien zeigen, dass dies nur näherungsweise der Fall ist. Die Flüsse können zum Beispiel Wärmeflüsse, z. B. induziert durch molekulare Diffusion, sein.

5.4 Die auftretenden Bereiche

5.4.1 Einführung

Eine rotierende magnetische Wärmepumpe enthält vier verschiedene Gebiete. Diese sind gegeben durch die Kombinationen von Materialbereichen (Rotor) und des Bereiches, welcher vom Fluidum eingenommen wird, sowie von thermodynamischen Zuständen, nämlich der jeweils warmen und kalten Seite. Deshalb sind die vier verschiedenen Gebiete zu unterscheiden:

- 1) Rotor, kalt
- 2) Rotor, warm
- 3) Fluidum, kalt
- 4) Fluidum, warm.

Weil die Gleichungen für die kalte und warme Seite identisch sind, werden sie nicht separat hergeleitet.

5.4.2 Die beiden Festkörper-Bereiche

Weil die poröse Matrix ein Festkörper ist, strömt dieser nicht und Gleichung (11) kann mit $v=0$ angewendet werden. Eine andere Vereinfachung ist die Annahme, dass eine (quasi-stationäre) Rotation auftritt (ω konstant). Weiter wird angenommen, dass die Struktur so fein verteilt ist, dass die thermische Trägheit vernachlässigt werden kann. Dann kann die magnetische Wirkung in der Energiegleichung vernachlässigt werden und der magnetische Einfluss tritt nur auf dem Rande der Gebiete auf. Das heisst der Quellterm wird in die Randbedingung verschoben. Die sofortige Anpassung der Temperaturen macht das Problem sehr viel einfacher. In den folgenden Betrachtungen werden alle Wärmeleitfähigkeiten vernachlässigt. Normalerweise dominiert die Konvektion die Wärmeleitung mit wenigstens einer oder sogar mehreren Grössenordnungen. In unserem Problem ist das bestimmt in axialer Richtung der Fall. Es wird so viel vernachlässigt, dass nur noch die folgende Gleichung für die beiden Festkörperbereiche zurückbleibt:

$$\int_{\Gamma} \rho_R \omega \frac{\partial h_R}{\partial \phi} dV_R + \int_{\partial \Gamma} \alpha (T_R - T_F) dA = 0. \quad (12)$$

Der erste Term beschreibt den Transport von Enthalpie im Rotormaterial in azimuthaler Richtung und der zweite ist die Formulierung des Wärmetransportes vom Fluidum zum Festkörper oder umgekehrt. Weil die Oberfläche einer porösen Struktur über das ganze Volumen gleichmässig fein verteilt ist, kann das Oberflächenintegral einfach in ein Volumenintegral umgewandelt werden:

$$\int_{\Gamma} \rho_R \omega \psi \frac{\partial h_R}{\partial \phi} dV + \int_{\Gamma} \frac{\alpha}{\delta} (T_R - T_F) dV = 0. \quad (13)$$

Diese Gleichung ist gültig für alle denkbaren partiellen Volumenelemente, weshalb die differentielle Schreibweise ebenfalls gilt:

$$\rho_R \omega \psi \frac{\partial h_R}{\partial \phi} + \frac{\alpha}{\delta} (T_R - T_F) = 0. \quad (14)$$

Weil die Beziehung zwischen der spezifischen Enthalpie und der Temperatur definitionsgemäss gleich:

$$\partial h_R = c_H \partial T_R \quad (15)$$

ist, folgt sofort:

$$\rho_R c_H \omega \psi \frac{\partial T_R}{\partial \phi} + \frac{\alpha}{\delta} (T_R - T_F) = 0. \quad (16)$$

Die Grösse c_H bezeichnet die spezifische Wärmekapazität bei konstanter Magnetfeldstärke H . Die Gleichung (16) gilt sowie für die warme als auch für die kalte Seite.

5.4.3 Die beiden Fluidum-Bereiche

Hier ist die Situation anders, weil sich das Transport-Fluidum in axialer Richtung (in z-Richtung) fortbewegt. Es wird angenommen, dass die Periode der Rotation T viel größer ist als die Transportzeit eines Fluidum-Elements (gemäss der Definition in der Fluidmechanik) durch das Rad in axialer Strömungsrichtung:

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{2\pi\omega} \gg \frac{L}{v} . \quad (17a-c)$$

In dieser Gleichung bezeichnet f die Frequenz der Radrotation, L die Höhe des Zylinders und v die Geschwindigkeit des Fluidums.

Mit der Bedingung (17c) ist der zweite Term in der Gleichung (11) wesentlich kleiner als der dritte (wende Prandtl's Skalenanalyse an), und man erhält:

$$\int_{\Gamma} \rho_F v \frac{\partial h_F}{\partial z} dV_F + \int_{\partial\Gamma} \alpha (T_F - T_R) dA_I = 0. \quad (18)$$

Die folgende Gleichung ist eine einfach einzusehende geometrische Beziehung:

$$dV_F = \frac{A_F}{2\pi} d\phi dz. \quad (19)$$

Weiter gilt:

$$dA_I = \frac{A_I}{2\pi} d\phi \frac{1}{L} dz = \xi A_F \frac{d\phi}{2\pi} \frac{dz}{L} = \frac{1}{L} \xi dV_F, \quad (20a-c)$$

wobei (19) in (20b) eingesetzt worden ist. Wenn (20c) in die Gleichung (18) eingesetzt wird, erhält man unter Weglassung der Integration mit dem selben Argument wie in Unterkapitel 5.4.2:

$$\rho_F v \frac{\partial h_F}{\partial z} + \frac{\alpha \xi}{L} (T_F - T_R) = 0. \quad (21)$$

Analog zu (15) gilt für die gewöhnliche spezifische Wärmekapazität des Fluidums:

$$\partial h_F = c_{PF} \partial T_F. \quad (22)$$

Eingesetzt in die Gleichung (21) folgt:

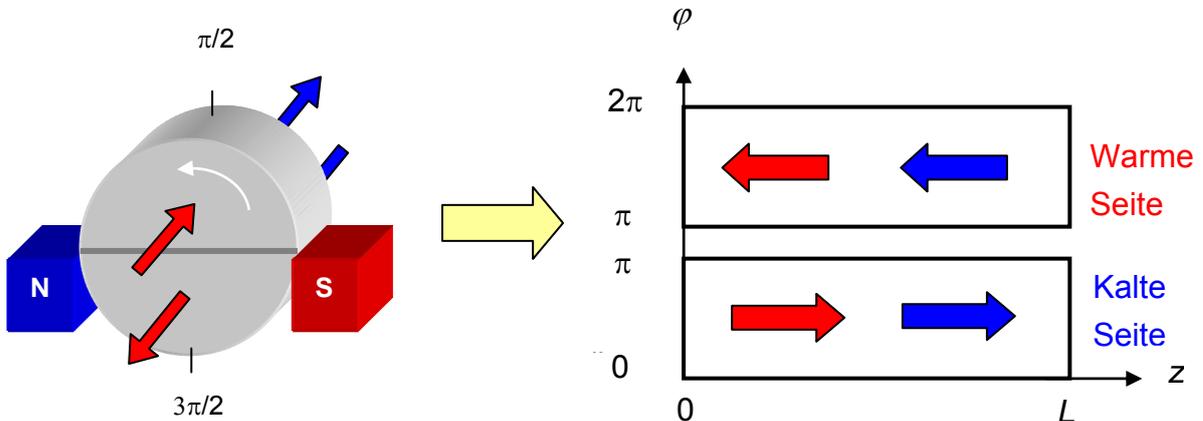
$$\rho_F v c_{PF} \frac{\partial T_F}{\partial z} + \frac{\alpha \xi}{L} (T_F - T_R) = 0. \quad (23)$$

Die beiden Gleichungen (16) und (23) für den Kalt- und Warmbereich sind durch die beiden Temperaturen T_R und T_F gekoppelt und bilden zusammen mit den Anfangs- und Randbedingungen das mathematisch-physikalische Problem der einfachen rotierenden magnetischen Wärmepumpe.

5.5 Anfangs- und Randbedingungen

Die Anfangsbedingungen sind nicht so wichtig. Da durch Iteration ein quasi-stationärer Zustand berechnet werden soll, sollen die Anfangswerte sinnvoll gewählt werden (siehe Kapitel 6).

Die Figur 25 zeigt links schematisch den Rotor und rechts die Abwicklung des Zylinders auf die Ebene. Dies ist natürlich nur möglich, da die radiale Abhängigkeit entfällt. Das ebene Feld wird in zwei Teile gespalten, die Kalt- und die Warmseite.



Figur 25: Eine Zeichnung des Rades und dessen Abwicklung mit Warm- und Kaltseite. Die Gleichungen, welche numerisch gelöst werden müssen, sind alle in Kapitel 5.6 zusammengestellt.

Die Randbedingung am Eintritt in den Rotor auf der kalten Seite ist:

$$T_F(\phi, 0) = T_{Fein}^{(kalt)}, \quad 0 \leq \phi \leq \pi^{(-)}. \quad (24)$$

Auf der warmen Seite gilt:

$$T_F(\phi, L) = T_{Fein}^{(warm)}, \quad \pi^{(+)} \leq \phi \leq 2\pi. \quad (25)$$

An jenen Orten, wo das Magnetfeld verlassen wird, kommt es zu einer Temperaturerniedrigung:

$$T_R(0, z) = T_R(2\pi, z) - \Delta T^{(kalt)} \quad 0 \leq z \leq L. \quad (26)$$

Man beachte, dass diese Bedingung gleichzeitig mit der „Sprungbedingung“ auch die Periodizität garantiert.

Analog wird an der Stelle des Eintritts in das Magnetfeld das magnetokalorische Material erwärmt:

$$T_R^{(+)}(\pi, z) = T_R^{(-)}(\pi, z) + \Delta T^{(warm)} \quad 0 \leq z \leq L. \quad (27)$$

Die Vorzeichen als Superskript besagen nur, auf welcher Seite des diskontinuierlichen Sprungs die Temperatur des Rotors genommen werden muss. In dieser wohl

einfachsten Variante das Verhalten der magnetischen Wärmepumpe numerisch zu berechnen ist der magnetokalorische Effekt durch die Funktion:

$$\Delta T^{(\chi)}(T, \Delta H), \quad \chi \in \{ \text{kalt}, \text{warm} \} \quad (28a,b)$$

auf der kalten und warmen Seite gegeben. Diese Temperaturdifferenzen sind Funktionen der Temperatur T und der (nahezu) diskontinuierlichen magnetischen Feldstärken-Änderung ΔH , welche an den Ein- und Austritten der Maschine auftreten.

5.6 Zusammenfassung des mathematisch-physikalischen Problems

In den vorausgehenden Kapiteln sind alle Gleichungen hergeleitet worden, welche notwendig sind um das Problem zu lösen. Diese sind die Gleichung (16) und (23), welche die räumlichen Evolutionen der Rotortemperaturen T_R , respektive jene der Fluida-Temperaturen T_F im Kalt- und Warmbereich beschreiben. Durch jeweilige Divisionen mit Produkten von physikalischen Stoffwerten und zwei weiteren Skalierungen, kann man diese beiden gekoppelten linearen Differentialgleichungen mit Hilfe von dimensionslosen Variablen schreiben:

$$\frac{\partial T_R}{\partial \varphi} + \chi_R (T_R - T_F) = 0, \quad \frac{\partial T_F}{\partial \zeta} + \chi_F (T_F - T_R) = 0, \quad \varphi = \frac{\phi}{2\pi}, \quad \zeta = \frac{z}{L}. \quad (29a-d)$$

In diesen Gleichungen wurden die beiden Variablen - die azimutale Position und jene in Strömungsrichtung - beide so skaliert, dass sie nur Werte zwischen Null und Eins annehmen.

Die zwei dimensionslosen Schlüsselparameter sind dann:

$$\chi_R = \frac{\alpha}{\psi \delta \rho_R f c_H} = \frac{1}{\psi} \frac{L}{\delta} \frac{St_R}{S_r}, \quad St_R = \frac{\alpha}{\rho_R c_H v}, \quad S_r = \frac{f L}{v} \ll 1, \quad (30a-e)$$

und:

$$\chi_F = \frac{\alpha \xi}{\rho_F v c_{pF}} = \xi St_F = NTU, \quad St_F = \frac{\alpha}{\rho_F c_{pF} v}. \quad (31a-d)$$

Es treten zwei Größen χ_R und χ_F auf, welche die verschiedenen auftretenden Fälle und deren Komplexität charakterisieren. Sie enthalten andere bekannte dimensionslose Zahlen wie die Stanton-Zahl für den Rotor St_R , jene für das Fluidum St_F oder die Strouhal-Zahl S_r , welche für eine sinnvolle Betriebsweise mindestens eine Größenordnung kleiner als Eins sein muss.

Die Randbedingungen an den Einlässen der Kalt- und Warmseite sind dann:

$$\begin{aligned} T_F(\varphi, 0) &= T_{F, in}^{(kalt)}, & 0 < \varphi \leq 1/2, \\ T_F(\varphi, 1) &= T_{F, in}^{(warm)}, & 1/2 < \varphi \leq 1. \end{aligned} \quad (32a,b)$$

Bis auf die nicht so wichtigen Anfangsbedingungen fehlen nur noch die Periodizitätsbedingungen, welche die adiabatischen Temperaturänderungen $\pm\Delta T$ enthalten:

$$\begin{aligned} T_R(\frac{1}{2}^+, \zeta) &= T_R(\frac{1}{2}^-, \zeta) + \Delta T & 0 \leq \zeta \leq 1 \\ T_R(0^+, \zeta) &= T_R(0^-, \zeta) - \Delta T & 0 \leq \zeta \leq 1 \end{aligned} \quad (33a,b)$$

Die umrandeten Gleichungen sind numerisch gelöst worden (siehe Kapitel 6).

6. NUMERISCHE METHODEN

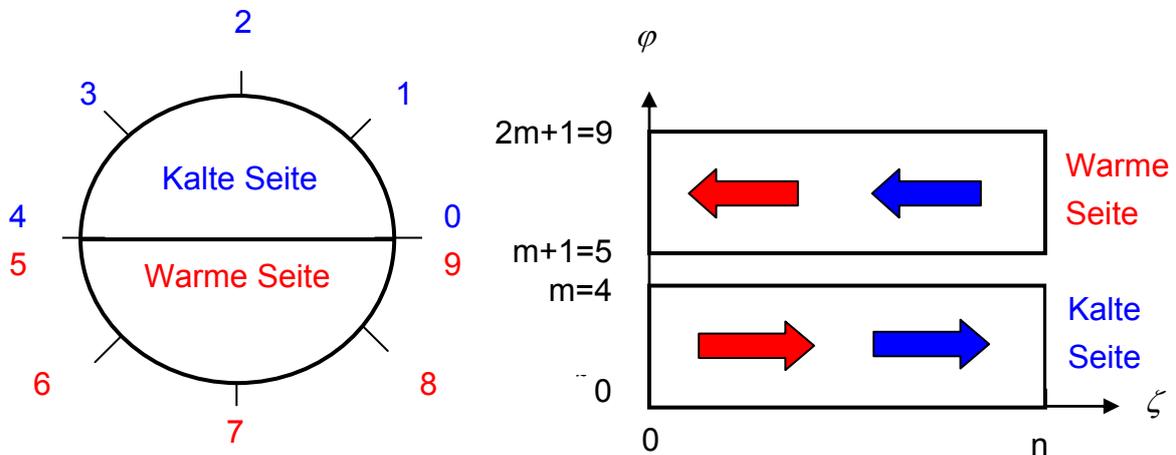
Da es sich um wissenschaftliche Untersuchungen handelt und die Differentialgleichungen keine Stabilitätsprobleme verursachen sollten, werden gewöhnliche Differenzenverfahren eingesetzt. Die Variablen der Diskretisierung sind in der Figur 26 gezeigt.

Für die Diskretisation werden die folgenden Indizes verwendet:

$$\varphi \rightarrow j, \quad (34)$$

sowie:

$$\zeta \rightarrow k. \quad (35)$$



Figur 26: Eine schematische Visualisierung der Frontansicht mit $m=4$ ($2m+1=9$) auf der linken Seite und die Abwicklung auf der rechten Seite.

In azimuthaler Richtung werden die folgenden diskreten Intervalle betrachtet:

$$0 \leq j \leq 2m+1. \quad (36)$$

Dieser Sachverhalt ist in der Figur 26 gezeigt. Weiter definieren wir für die axiale Richtung:

$$0 \leq k \leq n. \quad (37)$$

Es werden die folgenden Anfangsbedingungen für den Rotor gefordert:

$$T_R^{(j,k)} = \frac{T_{Fein}^{(kalt)} + T_{Fein}^{(warm)}}{2}, \quad 0 \leq j \leq 2m+1, \quad 0 \leq k \leq n. \quad (38)$$

Im kalten Luftraum setzen wir:

$$T_F^{(j,k)} = T_{Fein}^{(kalt)}, \quad 0 \leq j \leq m, \quad 0 \leq k \leq n. \quad (39)$$

Im warmen Luftraum setzen wir:

$$T_F^{(j,k)} = T_{Fein}^{(warm)}, \quad m+1 \leq j \leq 2m+1, \quad 0 \leq k \leq n. \quad (40)$$

Die Randbedingung für den Austritt magnetokalorischen Materials aus dem Magnetfeld ist:

$$T_R^{(0,k)} = T_R^{(2m+1,k)} - \Delta T^{(kalt)}, \quad 0 \leq k \leq n. \quad (41)$$

Diese Bedingung enthält gleichzeitig die Periodizitätsbedingung.

Und beim Eintritt setzen wir:

$$T_R^{(m+1,k)} = T_R^{(m,k)} + \Delta T^{(warm)}, \quad 0 \leq k \leq n. \quad (42)$$

Nun gilt für das Gebiet in dem magnetokalorisches Material vorhanden ist:

$$T_R^{(j+1,k)} = T_R^{(j,k)} + \chi_R [T_F^{(j,k)} - T_R^{(j,k)}], \quad 0 \leq j \leq 2m, \quad 0 \leq k \leq n. \quad (43)$$

Für das Fluidum auf der Kaltseite folgt:

$$T_F^{(j,k+1)} = T_F^{(j,k)} + \chi_F [T_R^{(j,k)} - T_F^{(j,k)}], \quad 0 \leq j \leq m, \quad 0 \leq k \leq n-1. \quad (44)$$

Dagegen gilt für die Warmseite:

$$T_F^{(j,k-1)} = T_F^{(j,k)} + \chi_F [T_R^{(j,k)} - T_F^{(j,k)}], \quad m+1 \leq j \leq 2m+1, \quad 1 \leq k \leq n, \quad (45)$$

falls man hier $\Delta\zeta$ nicht als negative Grösse betrachtet! Man sieht sofort, dass die Größen vor den eckigen Klammern in den Gleichungen (44) und (45) dimensionslos sind. Diese ließen sich als Produkte bekannter dimensionsloser thermodynamischer Kennzahlen beschreiben. Da die Differenzgleichungen die Einlässe nicht tangieren und weil dort in den Anfangsbedingungen schon die richtigen Werte stehen, ändern sich diese nicht. Dadurch sind durch die Gleichung (39) und (40) die Randbedingungen

an den beiden Einlässen schon für alle Berechnungsschritte (Iterationen) festgelegt worden.

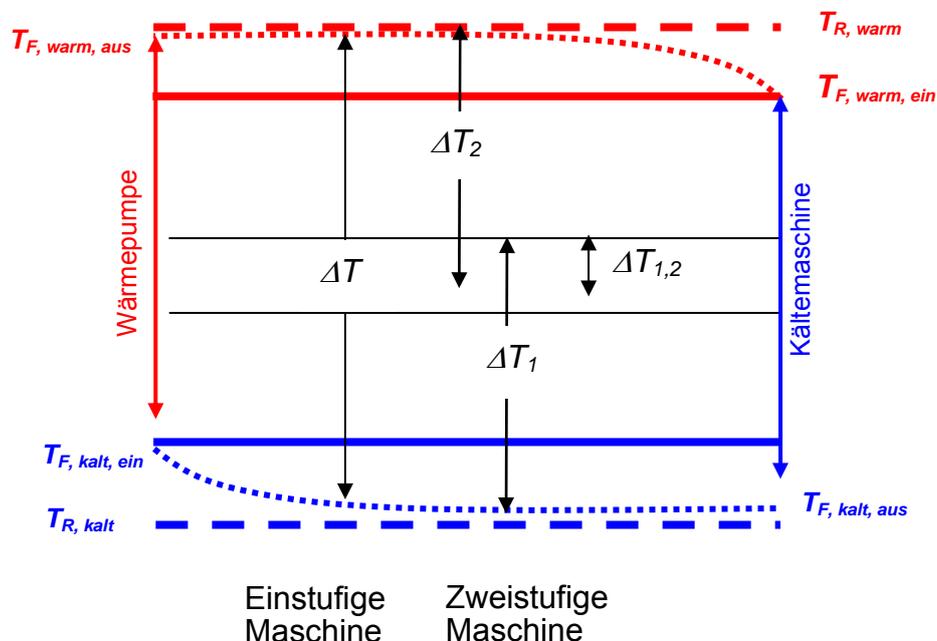
Mit diesen Gleichungen ist das Verhalten einer einfachen Wärmepumpe ohne Regeneration mit gewissen Vereinfachungen, welche in genaueren Studien nicht mehr gelten können, berechenbar. Durch Programmierung der Gleichungen dieses Kapitels wird dies realisiert. Resultate werden in Kapitel 7 präsentiert.

7. LÖSUNGEN UND OPTIMIERUNGEN

7.1 Einführung

Es gibt verschiedene Ansätze das System der Differentialgleichungen zu lösen. Die beste ist natürlich das Auffinden der analytischen Lösungen. Es existieren tatsächlich viele einfache Lösungen. Diese werden in Kapitel 7.2 diskutiert. Die komplexeren Fälle werden numerisch gelöst, und es wird aber auch gezeigt, dass für die einfacheren Fälle die numerischen Ergebnisse mit den analytischen übereinstimmen.

Wenn eine Wärmepumpe oder eine Kältemaschine bestimmt werden muss, so muss man normalerweise mindestens die beiden Temperaturniveaus und die Leistung P kennen. Die beiden Temperaturen sind in einer für die Planung und das Verständnis wichtigen Graphik (siehe Figur 27) und Liste (siehe Tabelle 2) gezeigt. In einem Kühlschrank ist üblicherweise die Raumlufttemperatur eine Eingangsgröße. Je nachdem, ob der Kühlschrank ein Gefrierfach besitzt oder nicht, ist das tiefere Temperaturniveau - welches etwas unterhalb der Temperatur im Gerät liegen muss - verschieden tief.



Figur 27: Die wichtigsten Temperaturen sind in dieser Figur eingezeichnet. Es wird ein einstufiger und zweistufiger Prozess gezeigt. Die Teilprozesse überlappen sich ein wenig, denn es muss Wärme ausgetauscht werden. Dies funktioniert nur, wenn ein Temperaturgefälle vorhanden ist. Das Diagramm ist für Maschinen mit hoher thermischer Rotormasse und Gegenstrom-Wärmeübertrager gezeichnet worden.

Tabelle 2: Die Temperaturniveaus um eine Kältemaschine oder eine Wärmepumpe zu planen und zu berechnen.

	Kältemaschine	Wärmepumpe
Oberes Temperaturniveau	$T_o = T_{F, \text{warm, ein}}$	$T_o = T_{F, \text{warm, aus}}$
Unteres Temperaturniveau	$T_u = T_{F, \text{kalt, aus}}$	$T_u = T_{F, \text{kalt, ein}}$

7.2 Analytische Lösungen

7.2.1 Grosse thermische Rotormasse

In diesem Unterkapitel betrachten wir Maschinen mit kleinen Werten von χ_R . Das heisst χ_R soll näherungsweise gleich Null sein. Betrachten wir die Gleichung (30a) dann sehen wir was zu kleinen Werten führt. Es sind dies ein schlechter Wärmeübergang, eine hohe Packungsdichte des Rotormaterials, eine hohe innere Oberfläche pro Volumeneinheit (siehe auch in Gleichung 4), eine hohe thermische Masse oder/und eine hohe Rotationsfrequenz, wobei diese ja bekanntlich durch die Ungleichung (30e) nach oben beschränkt ist. Somit bleiben die Rotortemperaturen in der Kalt- und Warmseite in beiden räumlichen Richtungen konstant. Die Lösungen, welche man in diesem Spezialfall erhält, sind die folgenden:

$$\begin{aligned}
 T_F^{(\text{kalt})}(\zeta) &= \left(T_{F, \text{ein}}^{(\text{kalt})} - T_R^{(\text{kalt})} \right) e^{-\chi_F^{(\text{kalt})} \zeta} + T_R^{(\text{kalt})}, \\
 T_F^{(\text{warm})}(\zeta) &= \left(T_{F, \text{ein}}^{(\text{warm})} - T_R^{(\text{warm})} \right) e^{-\chi_F^{(\text{warm})} (1-\zeta)} + T_R^{(\text{warm})}.
 \end{aligned} \tag{46}$$

Diese Lösungen sind auch gültig für grosse χ_F . Für χ_F kleiner als Eins erhält man durch Taylor-Approximationen der Exponentialfunktionen lineare Funktionen:

$$\begin{aligned}
 T_F^{(\text{kalt})}(\zeta) &\approx \left(T_{F, \text{ein}}^{(\text{kalt})} - T_R^{(\text{kalt})} \right) \left(1 - \chi_F^{(\text{kalt})} \zeta \right) + T_R^{(\text{kalt})}, \\
 T_F^{(\text{warm})}(\zeta) &\approx \left(T_{F, \text{ein}}^{(\text{warm})} - T_R^{(\text{warm})} \right) \left[1 - \chi_F^{(\text{warm})} (1-\zeta) \right] + T_R^{(\text{warm})}.
 \end{aligned} \tag{47a,b}$$

Man sieht sofort, dass wenn die χ_F sehr klein sind, dass die Temperaturen der Fluida dann konstant werden. Wegen den Randbedingungen müssen sie gleich den Eintrittstemperaturen sein. Wenn man die χ_F in den Gleichungen (47a,b) gleich Null setzt, erhält man die Lösungen:

$$\begin{aligned}
 T_F^{(\text{kalt})}(\zeta) &= T_{F, \text{ein}}^{(\text{kalt})}, \\
 T_F^{(\text{warm})}(\zeta) &= T_{F, \text{ein}}^{(\text{warm})}.
 \end{aligned} \tag{48a,b}$$

Mit einer Energiebilanz, nämlich dem Wissen, dass die bei dem unteren Temperaturniveau eingespeiste Wärme plus die ins System hinein gesteckte elektrische Energie gleich derjenigen auf dem hohen Temperaturniveau abgegeben ist, kann man die Rotortemperatur bestimmen. Wir wollen dies nicht tun um den Bericht nicht mit Theorie zu überladen. Wenn der „Coefficient of Performance“ hoch ist kann die elektrische Energie vernachlässigt werden. Wenn das System auf der Warm- und Kaltseite symmetrisch ist, das heisst zum Beispiel gleiche Stoffwerte, Strömungsgeschwindigkeiten, usw. aufweist, so erhält man den einleuchtenden Spezialfall:

$$T_R^{(kalt)}(\zeta) = \frac{T_{F, ein}^{(kalt)} + T_{F, ein}^{(warm)}}{2} - \frac{\Delta T}{2}, \quad (49a,b)$$

$$T_R^{(warm)}(\zeta) = \frac{T_{F, ein}^{(kalt)} + T_{F, ein}^{(warm)}}{2} + \frac{\Delta T}{2}.$$

7.2.2 Grosse thermische Masse der Fluida

In diesem Unterkapitel betrachten wir Maschinen mit kleinen Werten von χ_F . Das heisst χ_F soll näherungsweise gleich Null sein. Betrachten wir die Gleichung (31a) dann sehen wir, was zu kleinen Werten führt. Es sind dies ein schlechter Wärmeübergang, eine geringe innere Oberfläche der Matrix im Vergleich zum Anströmquerschnitt (siehe auch in Gleichung 2), eine hohe thermische Masse oder/und eine hohe Geschwindigkeit des Fluidums. Dies ist für die Einhaltung der Ungleichung (30e) sehr günstig. Somit bleiben die Fluidtemperaturen in der Kalt- und Warmseite in beiden räumlichen Richtungen konstant und nur die Rotortemperaturen ändern. Die Lösungen, welche man in diesem Spezialfall erhält, sind die folgenden:

$$T_R^{(kalt)}(\zeta) = \left(T_R^{(kalt)}(0) - T_{F_{ein}}^{(kalt)} \right) e^{-\chi_R^{(kalt)} \zeta} + T_{F_{ein}}^{(kalt)}, \quad (50a,b)$$

$$T_R^{(warm)}(\zeta) = \left(T_R^{(warm)}\left(\frac{1}{2}\right) - T_{F_{ein}}^{(warm)} \right) e^{-\chi_R^{(warm)} \left(\frac{1}{2} - \zeta\right)} + T_{F_{ein}}^{(warm)}.$$

Hier sind die Grössen $T_R^{(kalt)}(0)$ und $T_R^{(warm)}\left(\frac{1}{2}\right)$ noch nicht gegeben. Mit der Beziehung:

$$T_R^{(warm)}\left(\frac{1}{2}\right) = T_R^{(kalt)}\left(\frac{1}{2}\right) + \Delta T \quad (51)$$

und einer Energiebilanz ist die Lage der Rotortemperatur bestimmt. Auch diese Berechnung wollen wir dem interessierten Leser überlassen.

In diesem Fall ergeben kleine Werte von χ_R ebenfalls lineare Lösungen:

$$T_R^{(kalt)}(\zeta) = \left(T_R^{(kalt)}(0) - T_{F_{ein}}^{(kalt)} \right) \left(1 - \chi_R^{(kalt)} \zeta \right) + T_{F_{ein}}^{(kalt)}, \quad (52a,b)$$

$$T_R^{(warm)}(\zeta) = \left(T_R^{(warm)}\left(\frac{1}{2}\right) - T_{F_{ein}}^{(warm)} \right) \left[1 - \chi_R^{(warm)} \left(\frac{1}{2} - \zeta\right) \right] + T_{F_{ein}}^{(warm)}.$$

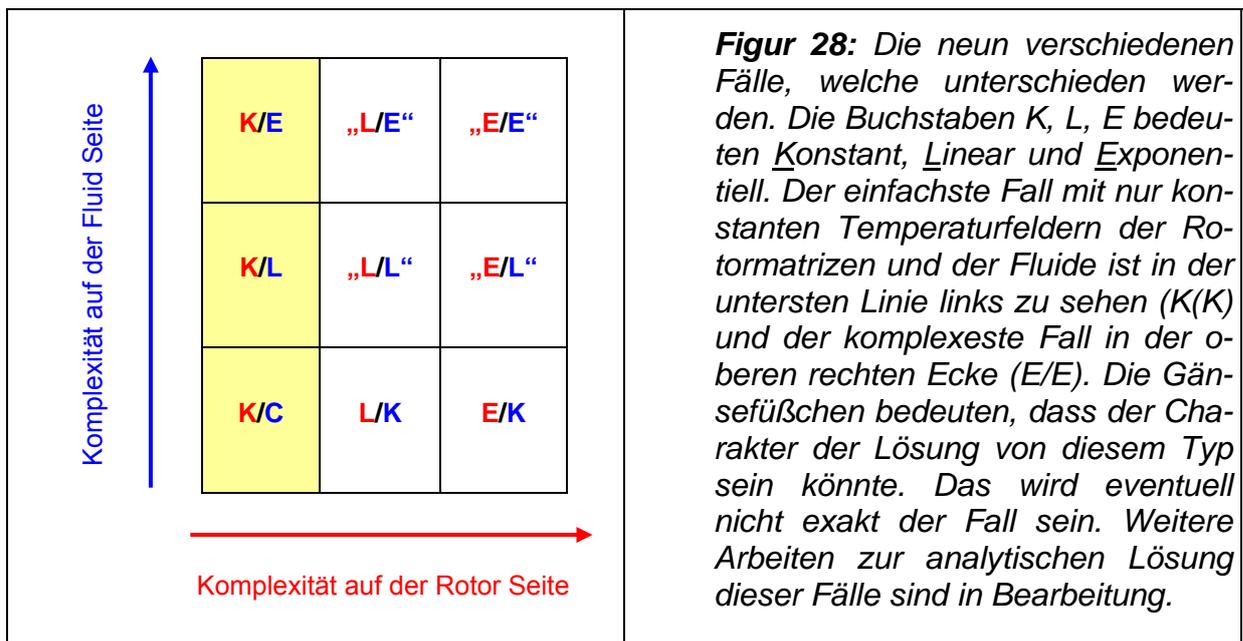
Wenn die Werte sehr klein (das heißt vernachlässigbar) sind, dann folgt:

$$T_R^{(kalt)}(\xi) = T_R^{(kalt)}(0),$$

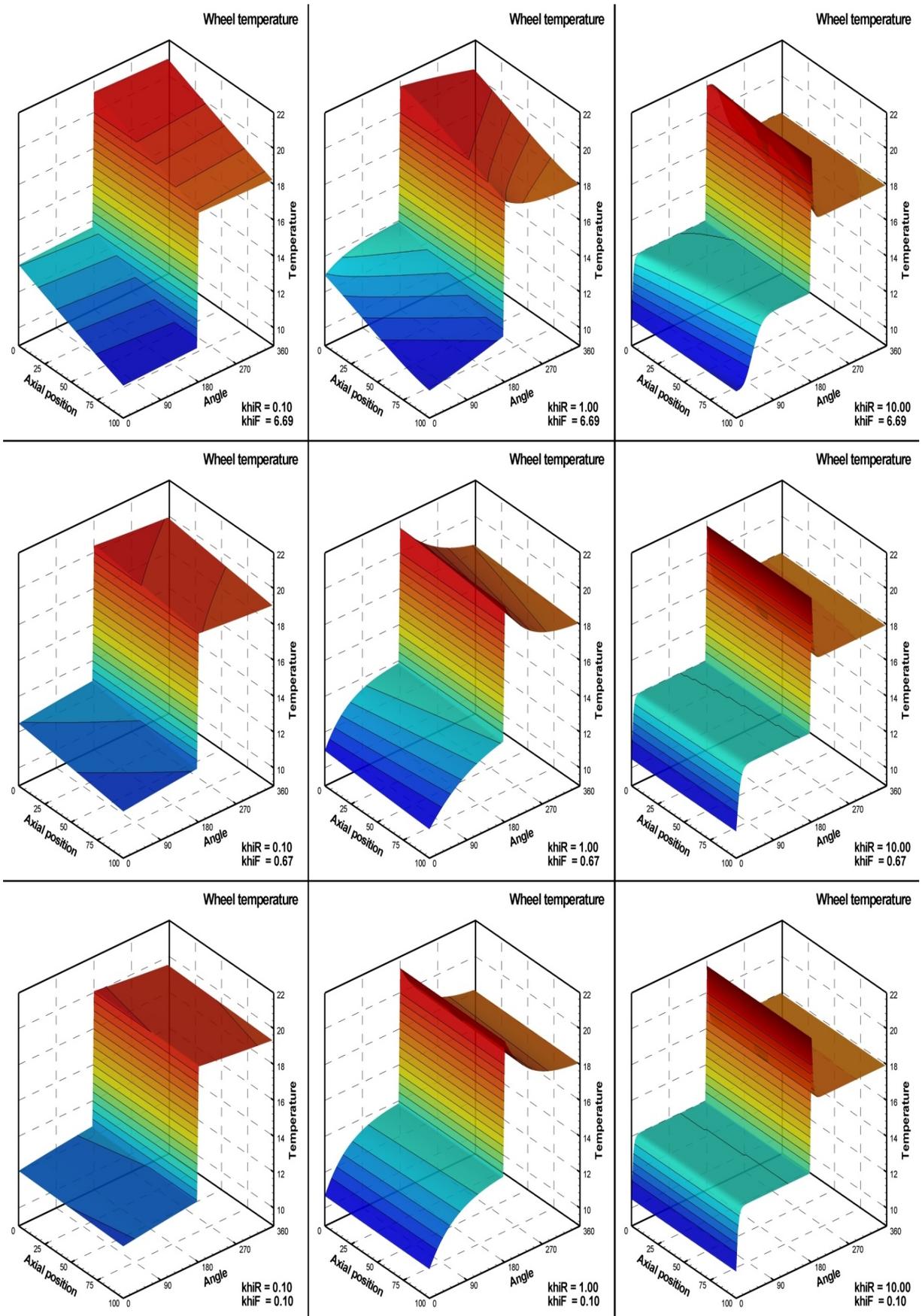
$$T_R^{(warm)}(\xi) = T_R^{(warm)}\left(\frac{1}{2}\right). \quad (53a,b)$$

7.3 Numerische Lösungen

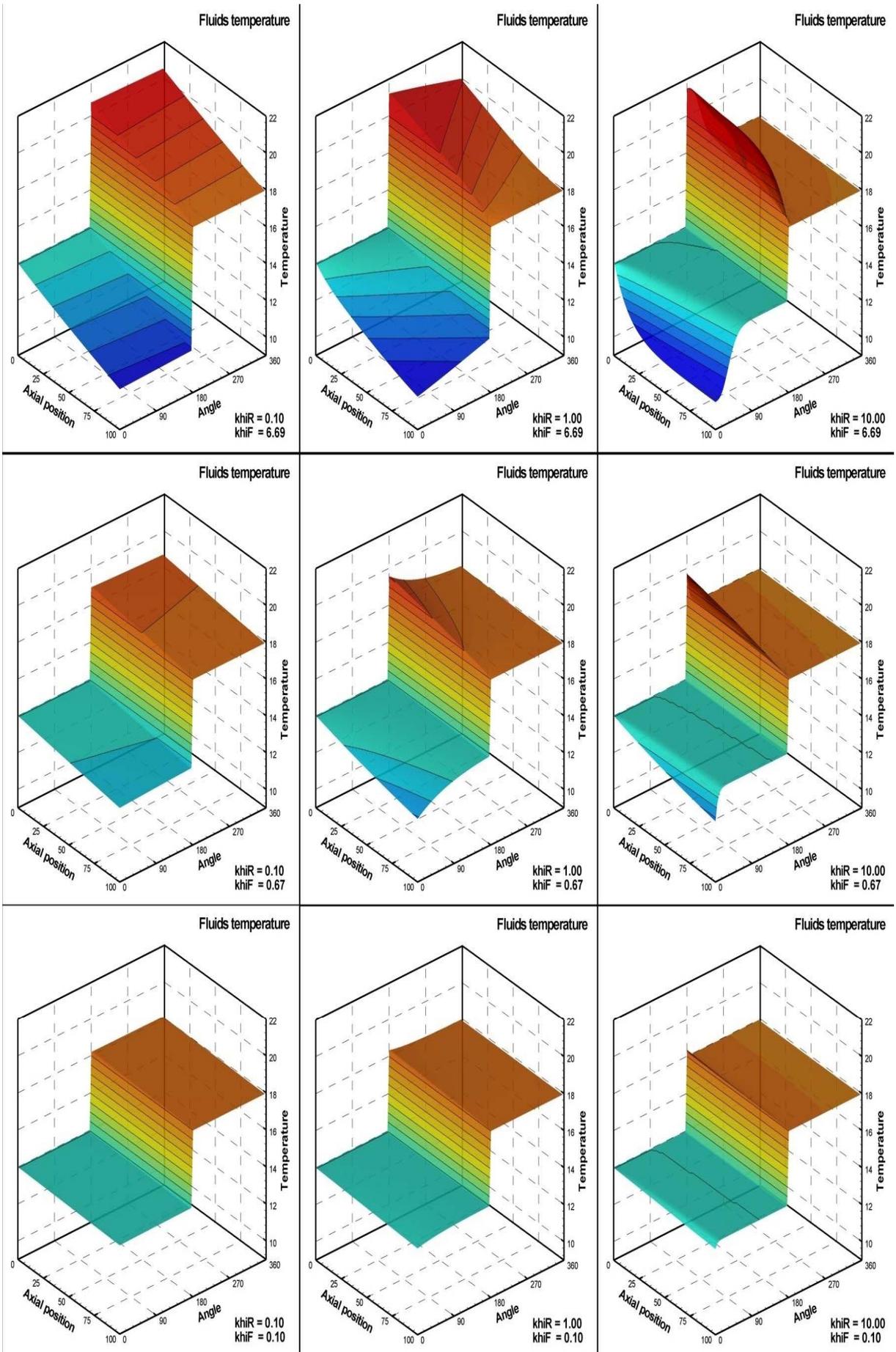
Wir haben numerische Lösungen für kleine, mittlere und grosse χ_R - und χ_F - Werte berechnet. Dies ergibt 3 x 3 Fälle mit aufsteigender Komplexität für die charakteristischen Werte (siehe Figur 28). Jetzt folgen wir den gelben Feldern mit aufsteigendem χ_F . Hier ist χ_R in der Gegend von Null. Wir treffen die Lösungen an, wo die Fluidum-Temperaturen zuerst konstant, dann linear und schlussendlich exponentiell werden. Analoges gilt in der untersten Reihe von links nach rechts. Hier ändert aber die Fluidum-Temperatur nicht und die Rotortemperatur beginnt sich zu höheren Werten hin zu deformieren. Dies kann alles in den Figuren 29 und 30, welche numerisch berechnete Temperaturfelder der Rotormatrizen und der Fluida zeigen, gesehen werden. Wegen der Skalierung und den auftretenden Ähnlichkeitsklassen - das heißt den nur noch verbleibenden zwei wesentlichen Konstanten χ_R und χ_F - ist es eigentlich nicht mehr notwendig alle Parameter in einer Liste anzugeben.



Man sieht, dass die Änderung des χ_R -Wertes nur eine Deformation der Temperaturfelder in azimuthaler Richtung bewirkt. In genau gleicher Weise verändert die Erhöhung des χ_F -Wertes die Temperaturfelder in Strömungs-Richtung. Wegen des Wärmeübergangs sind die beiden Felder des Fluidums und des Rotors gekoppelt. Je besser der Wärmeübergang ist, desto größer ist die gegenseitige Beeinflussung.



Figur 29: Die numerisch berechneten Temperaturfelder der Rotormatrizen auf der Kalt- und Warmseite.



Figur 30: Die berechneten Temperaturfelder der Fluida auf der Kalt- und Warmseite.

7.4 System-Optimierung

Obwohl das numerische Modell auf Vereinfachungen basiert, enthält es doch noch 16 freie Parameter (siehe Tabelle 3). Eine Optimierung eines Systems mit so vielen Parametern ist identisch mit der Suche eines Maximums in einem 16-dimensionalen Raum. Als Maximierungsgröße würde man mit Vorteil den COP-Wert verwenden.

Tabelle 3: Liste der im Modell vorhandenen freien Parameter.

Geometrie	ψ, ξ, δ, R, L	5
Rotor (nur einen Satz)	ρ_R, c_H, f	3
Fluida Kalt- und Warmseite	ρ_F, c_{pF}, v	$2 \times 3 = 6$
Leistung, Wärmeübergang	$P^*, h^*, T_{Fkalt,in}, T_{warmt,in}$	2
Zahl der Parameter		16

* Abhängige Parameter dürfen nicht einberechnet werden!

Hier hilft die dimensionslose Darstellung wieder das Problem zu vereinfachen.

Nun müsste das Berechnungsprogramm für Kaskaden- und Regenerationsprozesse verallgemeinert werden. Deshalb ist eine gute Optimierung des Systems im Rahmen dieser Vorstudie nicht mehr machbar und muss auf ein allfälliges Folgeprojekt verschoben werden, da es den vorgegebenen Rahmen sprengen würde.

8. EINFACHES BERECHNUNGSVERFAHREN

8.1 Einführung

In diesem Kapitel ist die Zielsetzung den „Coefficient of Performance“ für das System „Neubau“ zu ermitteln. Das System „Renovationsbau“ wird nicht behandelt. Da keine Optimierungen durchgeführt worden sind, ist dieses Unterfangen nicht so einfach und es könnte vor allem die Leistung der magnetischen Wärmepumpe unterschätzt werden.

8.2 Die Zahl der Kaskaden- oder Regenerationsprozesse

Die totale Temperaturdifferenz zwischen den Temperaturniveaus beträgt:

$$\Delta T_{tot} = n \Delta T_{ad} - (n + 1) \Delta T_{loss}. \quad (54)$$

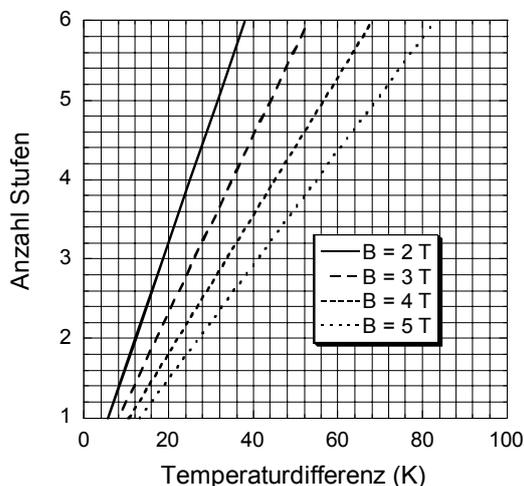
Es wird angenommen, dass auch zwischen dem kalten Fluidum und dem unteren Temperaturniveau eine Temperaturdifferenz ΔT_{loss} auftritt. Diese braucht es um mit dem Fluidum die Wärme übertragen zu können. Der gleiche Verlust soll zwischen jeder Kaskade und ihrer nächsten auftreten. Natürlich hat man auch die gleiche Situation zwischen dem obersten Temperaturniveau und der Temperatur des Fluidums, welches das Heizungssystem beliefert. Nun kann diese Gleichung nach n aufgelöst werden:

$$n = \frac{\Delta T_{tot} + \Delta T_{loss}}{\Delta T_{ad} - \Delta T_{loss}}. \quad (55)$$

Es wird mit den charakteristischen Werten bester Legierungen (siehe Ref. [F5], [F6] und [F8],) gearbeitet. Die maximal erreichbare Temperaturdifferenz bei $B=2$ T ist mit 7.5 K angenommen worden. Dies ist der zur Zeit erreichte Maximalwert von verschiedenen Legierungen, welche den „giant magneto caloric effect“ zeigen. Der entsprechende Maximalwert bei einer magnetischen Induktion von $B=5$ T liegt bei 15 K. Dies sind die beiden Grundwerte, welche der Berechnung zugrunde liegen. Die Werte für $B=3$ T und $B=4$ T wurden linear interpoliert und sind demnach $\Delta T_{ad}(3T)=10$ K und $\Delta T_{ad}(4T)=12.5$ K. Damit sind alle Grössen für den einstufigen Prozess quantifiziert und es können mit der Gleichung (55) die Temperaturdifferenzen höher stufiger Prozesse sofort berechnet werden. Die Verlust-Temperatur-Differenz wurde mit $\Delta T_{loss} = 1$ K abgeschätzt. Dies scheint wenig zu sein. Man muss sich aber bewusst werden, dass die Wärmeübertrager extrem große Oberflächen aufweisen, sodass die Temperaturdifferenzen durchaus noch kleiner sein könnten. Kleinere Werte sind in der Praxis aber kaum möglich, einerseits wegen den Ungenauigkeiten in den Messungen der Temperaturen und andererseits wegen der schwierigen Regelbarkeit. Alle diese Ergebnisse sind in der Tabelle 4 und der Figur 31 dargestellt.

Tabelle 4: Die erreichbaren Temperaturdifferenzen ΔT_{tot} in Funktion der magnetischen Induktion B und Anzahl Stufen n des thermischen Prozesses.

Induktion/ Stufen	$B=2$ T	$B=3$ T	$B=4$ T	$B=5$ T
ΔT_{ad}	7.5	10	12.5	15
ΔT_{loss}	1	1	1	1
1	5.5	8	10.5	13
2	12	17	22	27
3	18.5	26	33.5	41
4	25	35	45	55
5	31.5	44	56.5	69
6	38	53	68	83



Figur 31: Dies ist eine Graphik, welche zeigt wie viele Stufen notwendig sind, um mit einer vorgegebenen Induktion einen gewissen Temperaturhub zu erreichen. Diese Graphik basiert auf den zur Zeit besten Materialwerten. Sollten diese verbessert werden, müssten die Berechnungen gemäss der Gleichung (55) neu durchgeführt werden. Für Permanentmagnete ist heute die oberste Kurve ($B=2$ T) die realistische. In naher Zukunft werden aber höhere Induktionen möglich werden.

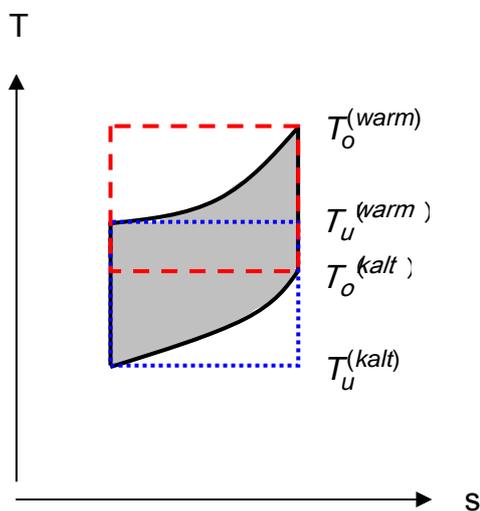
8.3 Abschätzung des thermischen „Coefficient of Performance“

Aus unseren numerischen Simulationen (des Verhaltens eines Systems mit dem selben Fluida in der Quelle, Senke und Wärmepumpe) haben wir gesehen, dass wir für einen einstufigen Prozess einen charakteristischen „Coefficient of Performance“ mit den eingeführten Vereinfachungen (Idealisierungen) von über 90 % des Carnot-Wirkungsgrades erhalten können. Man kann die hohen Werte auch mit einer einfachen Abschätzung unter zu Hilfenahme der Definition des Carnot-Wirkungsgrades:

$$COP_{Carnot,\alpha} = \frac{T_{\alpha}^{(warm)}}{T_{\alpha}^{(warm)} - T_{\alpha}^{(kalt)}}, \quad \alpha \in \{unten, oben\}. \quad (56)$$

erklären (siehe Figur 32). Es gilt dann für den COP des Brayton-Zyklus die folgende (approximative) Relation:

$$COP_{Carnot,unten} \leq COP_{Brayton} \leq COP_{Carnot,oben}. \quad (57)$$



Figur 32: T-s-Diagramm um die Abschätzung des COP-Wertes zu erläutern. In unserer Idealisierung tritt der Vorteil auf, dass die beiden Temperatursprünge identisch sind. Daher ist der Brayton-Zyklus näherungsweise ein verbogenes Parallelogramm. Das obere gestrichelte Rechteck stellt den zum Brayton-Zyklus gehörenden idealen Carnot-Zyklus dar. Das untere gepunktete Rechteck wird auch mit bekannten Ecktemperaturen gebildet, hat aber nur die Aufgabe eine untere Schranke für den COP-Wert zu liefern.

In einer komplexeren Situation - mit nicht konstanten Temperaturen in den beiden Raumrichtungen, muss das zum Prozess gehörende Diagramm aus einer Vielzahl solcher Flächen - wie in der Figur 32 für den (grauen) Brayton-Zyklus gezeigt - gebildet werden.

In unserer Abschätzung wollen wir die Nichtidealität des „Layered Bed“ und das Auftreten von Hysterese berücksichtigen. Wegen der erstgenannten Nichtidealität wird es Stellen geben, wo die poröse Struktur nicht ideal ans Temperaturfeld angepasst ist. Deshalb setzen wir $COP_{therm} = 0.8 COP_{Carnot}$.

Dies sind COP-Werte, welche den Druckabfall der Strömung in der porösen Struktur noch nicht beinhalten. Wir nennen diesen rein thermischen Koeffizienten COP_{therm} . Denjenigen unter Einbezug weiterer Energieverluste bezeichnen wir mit COP.

Es folgt die folgende Abschätzung für einen einstufigen Prozess, in dem die beiden Fluidum-Temperaturen identisch zu den beiden Rotortemperaturen sind (Spezialfall hoher thermischer Massen des Fluidums und des Rotors und hohe Wärme-Übertragungsflächen):

$$COP_{therm} \cong \frac{4}{5} COP_{Carnot} = \frac{4}{5} \frac{T^{(warm)}}{T^{(warm)} - T^{(kalt)}} \quad (58a,b)$$

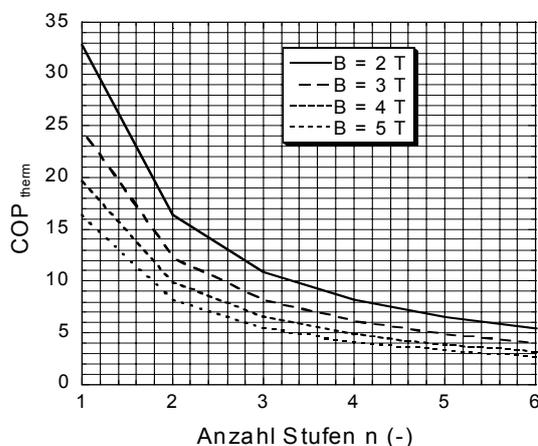
In einem Kaskaden- oder Regenerationsprozess mit Fluidum-Temperaturen, welche von den Rotortemperaturen abweichen, ist der „Coefficient of Performance“ kleiner:

$$COP_{therm} \cong \frac{4}{5} \frac{T^{(warm)}}{n \Delta T_{ad}} \quad (59)$$

Dies ist eine vereinfachte Methode die thermischen Verluste in einer Kaskade zu berücksichtigen; das heisst jene an den beiden Eintritten und zwischen den Stufen. Die COP_{therm} -Werte, berechnet nach Gleichung (59), sind in der Tabelle 5 zusammengestellt und in der Figur 33 gezeigt. Es wurde das Neubau-System mit einer höchsten Temperatur von 35 °C zugrunde gelegt: $T^{(warm)} = 35^\circ C = 308.15 K$.

Tabelle 5: Die thermischen „Coefficient of Performance“ COP_{therm} als Funktion der magnetischen Induktionen B und der Anzahl Prozess-Stufen n . Diese Tabelle muss zusammen mit der Tabelle 4 (den dazu gehörenden Temperaturdifferenzen) betrachtet werden. Höhere magnetische Induktionen führen zu grösseren Temperaturhüben, was dann den Abfall des COP_{therm} -Wertes mit steigender Induktion erklärt! Diese Resultate sind noch von allgemeiner Gültigkeit, wenn man auch in den grünen Zellen unser Beispiel erkennen kann. Der Carnot-Wirkungsgrad als Vergleichsgrösse ist für ein 0°C/35°C-System 8.8.

Induktion/ Stufen	COP_{therm} $B=2 T$	COP_{therm} $B=3 T$	COP_{therm} $B=4 T$	COP_{therm} $B=5 T$
1	32.9	24.7	19.7	16.4
2	16.4	12.3	9.9	8.2
3	10.9	8.2	6.6	5.5
4	8.2	6.2	4.9	4.1
5	6.5	4.9	3.9	3.3
6	5.5	4.1	3.2	2.7



Figur 33: Eine Berechnung der thermischen „Coefficient-of-Performance-Werte“ zeigt die quantitativen Resultate, welche auf der linken Seite zu sehen sind. Die Kurven fallen mit zunehmender Anzahl Stufen stark ab. Das liegt aber in der Natur des „Coefficient of Performance“, denn der zu überwindende Temperaturhub wird mit einem größeren n auch größer.

Nun interessiert aber der „Coefficient of Performance“, der die Arbeit der Pumpen oder Ventilatoren beinhaltet. Dies kann in der folgenden Weise ergänzt werden:

$$COP_{therm} = \frac{\dot{Q}}{P_{therm}} \Rightarrow P_{therm} = \frac{\dot{Q}}{COP_{therm}} \quad (60a,b)$$

P_{therm} muss ergänzt werden mit einem Beitrag \tilde{P}_{mot} - gegeben durch den Wirkungsgrad des Motors zum Drehen des Rotors gegen das magnetische Moment ($\eta = 85\%$) - und der Leistungen der Pumpen oder Ventilatoren des hydraulischen Systems:

$$P = P_{therm} + \tilde{P}_{mot} + P_{hyd}, \quad \tilde{P}_{mot} = \left(\frac{1}{\eta_{mot}} - 1\right) P_{therm} \quad (61a,b)$$

Dann folgt sofort:

$$COP = \frac{\dot{Q}}{P} = \frac{\dot{Q}}{P_{therm} + \tilde{P}_{mot} + P_{hyd}} \quad (62a,b)$$

Nun kann Gleichung (60b) in (62b) eingesetzt werden. Dann erhält man:

$$COP = \frac{\dot{Q}}{\frac{\dot{Q}}{COP_{therm}} + \tilde{P}_{mot} + P_{hyd}} = \frac{1}{\frac{1}{COP_{therm}} + \frac{\tilde{P}_{mot}}{\dot{Q}} + \frac{P_{hyd}}{\dot{Q}}} \quad (63a,b)$$

8.4 Der Druckabfall der porösen Matrizen

Um realistische COP -Werte berechnen zu können, müssen die Druckabfälle bestimmt werden. Für diesen Zweck wurde in Unterkapitel 5.2.2 wertvolle Vorarbeit geleistet.

Der hydraulische Durchmesser eines Kanals in der wellenförmigen Matrix ist gegeben durch:

$$d_h = \frac{4 A}{U} \quad (64)$$

In Referenz [E7] wird das folgende Resultat für die Dreieck-Struktur hergeleitet:

$$d_h = 2 \frac{d - \chi s}{1 + \chi} \quad (65)$$

ψ	d_h (mm)
10	1.83
20	0.82
30	0.48
40	0.31
50	0.20

Tabelle 6: Die hydraulischen Durchmesser der porösen Strukturen, berechnet mit Daten aus der Tabelle 1 und der Gleichung (65). Dies bildet die Grundlage für die Ermittlung des Druckabfalls der laminaren Strömungen in den kleinen Kanälen.

Weiter berechnet sich die Reynolds- und die Eulerzahlzahl mit den Definitionen:

$$\text{Re} = \frac{v d_h}{\nu}, \quad \text{Eu} = \frac{\Delta p}{\rho v^2}, \quad \nu = \frac{\mu}{\rho}. \quad (66a-c)$$

Der Druckabfall Δp ist eigentlich negativ. Wir arbeiten aber hier einfachheitshalber mit dem umgekehrten Vorzeichen. Für den Reibungskoeffizient gilt:

$$\lambda = 2 \frac{d_h}{L} \text{Eu}. \quad (67)$$

Weiter:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}}. \quad (68)$$

Mit den Gleichungen (66b) und (67) findet man sofort:

$$\Delta p = \lambda \frac{L}{d_h} \rho_{dyn}, \quad \rho_{dyn} = \frac{1}{2} \rho v^2. \quad (69a,b)$$

Der spezifische Druckabfall pro Längeneinheit R ist bedeutend:

$$R = -\frac{dp}{dx} = \frac{\Delta p}{L} = \frac{\lambda}{d_h} \rho_{dyn}. \quad (70a-c)$$

Da die Strukturen relativ große Druckabfälle zeigen, können der Ein- und Austrittswiderstand in den Rotor vernachlässigt werden.

Die Stoffwerte des Wasser/Ethylen-Glykols (©Antifrogen N) stammen aus Ref. [F13]. Es wurde eine Zwanzig-Volumenprozent-Lösung gewählt. Diese zeigt bis -15°C keine Sprengwirkung des Gemisches. Alle Stoffwerte wurden ungefähr bei der mittleren Anlage-Betriebstemperatur 20°C ausgewählt.

Tabelle 7: Stoffwerte zur Berechnung der Wärmepumpen-Systeme.

Fluidum-Typ	Dichte ρ (kg/m^3)	Dyn. Zähigkeit μ (Pa s)	Kin. Zähigkeit ν (m^2/s)
Wasser/Ethylen-Glykol 20 Vol-%, 20°C	1031	$1.86 \cdot 10^{-3}$	$1.80 \cdot 10^{-6}$

Die Leistung welche die Pumpe oder der Ventilator braucht um das Fluidum durch die poröse Struktur zu drücken ist (vorerst wird noch kein Pumpen-Wirkungsgrad η berücksichtigt):

$$P_{hyd} = \dot{V} \Delta p, \quad (71)$$

Mit der Gleichung (3a) findet man sofort:

$$1 - \psi = 1 - \frac{V_R}{V} = 1 - \frac{A_R L}{A L} = 1 - \frac{A_R}{A} = \frac{A - A_R}{A} = \frac{A_F}{A}. \quad (72a-e)$$

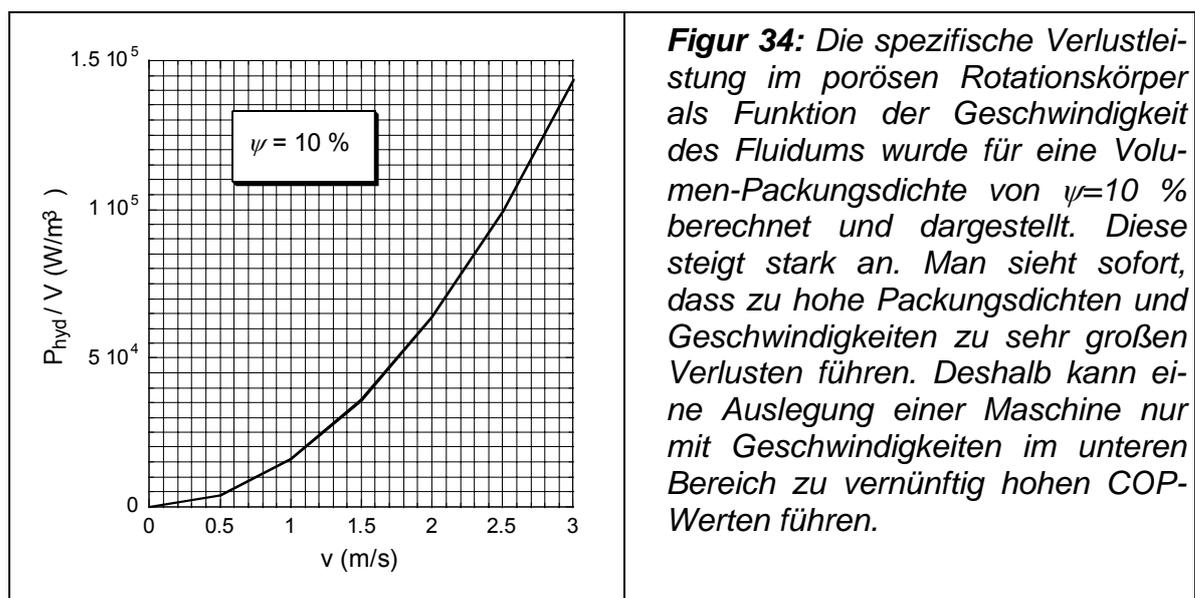
Da der Druckabfall linear mit der Länge zunimmt, ist es für Systemoptimierungen interessant die Leistung pro Volumeneinheit herzuleiten:

$$\frac{P_{hyd}}{V} = \frac{\dot{V} \Delta p}{V} = \frac{\dot{V}}{A} \frac{\Delta p}{L} = (1 - \psi) \frac{A_F v}{A_F} R = (1 - \psi) v R. \quad (73a-d)$$

Die hydraulischen Größen für das Wasser/Ethylen-Glykol-Gemisch sind in der Tabelle 8 aufgelistet und in der Figur 34 präsentiert. Sie wurden mit den Gleichungen dieses Unterkapitels berechnet. Wir sehen aus diesen Darstellungen, dass schon für eine Volumen-Packungsdichte von $\psi=10\%$ bei diesem Fluidum sehr große Druckverluste und spezifische Verlustleistungen auftreten. Deshalb verzichten wir darauf solche Ergebnisse für höhere Packungsdichten zu berechnen*.

Tabelle 8: Die zur Berechnung des Druckabfalls und der zugehörigen Verlustleistung (pro Volumeneinheit) wichtigen Größen sind zusammen mit den Endergebnissen aufgeführt. Diese wurden für $\psi=10\%$ berechnet.

v (m/s)	Re (-)	λ (-)	ρ_{dyn} (Pa)	R (Pa/m)	P_{hyd}/V (W/m ³)
0.25	254	0.252	32	4'407	992
0.5	508	0.126	129	8'866	3'990
1.0	1017	0.0630	516	17'730	15'960
1.5	1525	0.0420	1159	26'599	35'909
2.0	2033	0.0315	2062	35'466	63'838
2.5	2542	0.0252	3222	44'332	99'747
3.0	3050	0.0210	4640	53'199	143'640



* Es ist möglich für grössere Packungsdichten gleiche Druckabfälle zu erhalten, wenn der Massenstrom reduziert wird.

8.5 Der Wärmeübergang

Die übertragene Wärme in einem Rotor findet nur auf der halben inneren Oberfläche statt, da ja zwei Seiten, nämlich die Kalt- und Warmseite vorhanden sind:

$$\dot{Q} = \frac{1}{2} \alpha A_f \Delta T. \quad (74)$$

Die einzige Schwierigkeit ist eine gute Nusselt-Beziehung zu finden um den Wärmeübergangskoeffizienten α mit guter Genauigkeit berechnen zu können. Wir verwenden eine Relation, welche für laminare Strömungen gültig ist und aus der Ref. [F14] stammt:

$$Nu = \left(49.028 + 4.173 \operatorname{Re} \operatorname{Pr} \frac{d_h}{L} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad 0.1 < \operatorname{Re} \operatorname{Pr} \frac{d_h}{L} < 10^4, \quad \operatorname{Re} < 2320. \quad (75a-c)$$

Die Reynoldszahl Re und der hydraulische Durchmesser d_h wurden schon eingeführt. Es fehlen nur noch die Definitionen der Nusseltzahl Nu :

$$Nu = \frac{\alpha d_h}{\lambda} \quad \Leftrightarrow \quad \alpha = \frac{Nu \lambda}{d_h} \quad (76a,b)$$

und der Prandtlzahl Pr :

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}. \quad (77)$$

Mit der Gleichung (76b) wird der Wärmeübergangskoeffizient α bestimmt.

Weitere Stoffdaten, die benötigt werden, sind in der Tabelle 9 zusammengestellt.

Tabelle 9: Weitere Stoffwerte zur Berechnung des Verhaltens von magnetischen Wärmepumpen.

Fluidum-Typ	Wärmeleitfähigkeit λ (W/(m K))	Spezifische Wärmekapazität c_p (J/(kg K))
Wasser/Ethylen-Glykol 20 Vol-%, 20 °C	0.51	3900

8.6 Die Drehfrequenz des Rotors

Es wurde schon hergeleitet, dass ein Strouhal-Kriterium die Drehfrequenz des Rotors beschränkt. Wenn dieses nicht eingehalten wird, dann treten zu grosse Mitrotationsverluste auf. Damit ist der Übergang von Wärme von der Warm- zur Kaltseite durch Rotationstransport des Rotors gemeint.

Eine weitere Einschränkung der Frequenz könnte durch den langsamen Wärmetransport durch molekulare Bewegung (Diffusion) gegeben sein. Dies soll in diesem Unterkapitel genauer untersucht werden.

Für die Abschätzung der „Geschwindigkeit“ der Diffusion kann die Fourierzahl:

$$Fo = \frac{aT}{l^2} = 1 \quad (78)$$

zu Hilfe genommen werden. Die Diffusionskonstante ist wie folgt definiert:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (79)$$

Die Strecke im magnetokalorischen Material, über welche die Wärme transportiert werden muss, ist:

$$l = \frac{s}{2} \quad (80)$$

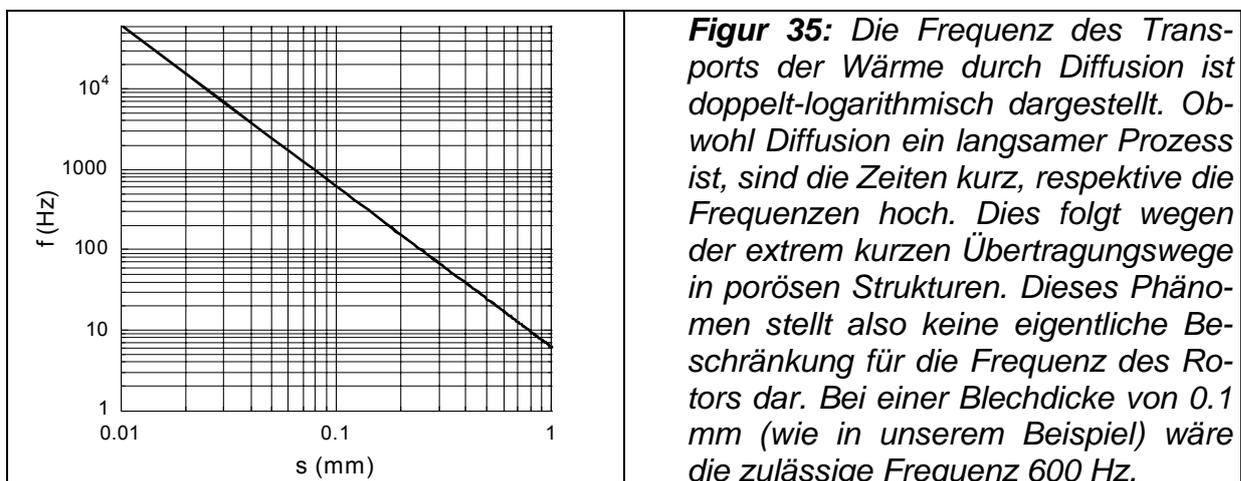
Dann folgt für die charakteristische Frequenz:

$$f = \frac{1}{T} = 4 \frac{a}{s^2} \quad (81)$$

Die charakteristischen Stoffwerte sind in der Tabelle 10 tabelliert. Da wir uns nicht für ein spezifisches Material entschieden haben, sind die Werte approximative Grössen.

Tabelle 10: Charakteristische Stoffwerte für ein magnetokalorisches Material.

Magneto- kalisches Ma- terial	ρ (kg/m ³)	λ (W/(m K))	c_p (J/(kg K))	a (m ² /s) (Gleich. (79))
	7200	30	2700	$1.54 \cdot 10^{-6}$



9. DIE AUSLEGUNG DER WÄRMEPUMPE FÜR DEN NEUBAU

Hier handelt es sich um eine Wärmepumpe, die an ein Erdregister angeschlossen ist. Deshalb ist das untere Temperaturniveau mit 0 °C nicht sehr tief. Auch das obere Niveau von 35 °C ist nicht hoch. Der Grund dafür ist die Fußbodenheizung, welche nicht zu hohe Temperaturen zulässt.

Mit etwas gutem Willen kann eine solche Anlage fünfstufig mit $B=2$ T realisiert werden. Dann beträgt der $COP_{therm}=6.5$ (siehe Tabelle 5). Allerdings steht dann gemäss Gleichung (54) nur noch ein $\Delta T_{loss}=0.42$ K zur Verfügung.

Die Gesamtleistung des Systems beträgt gemäss Definition 8 kW. Damit folgt:

$$COP_{therm} = \frac{\dot{Q}}{P_{therm}} \Rightarrow P_{therm} = \frac{\dot{Q}}{COP_{therm}} = \frac{8000 \text{ W}}{6.5} = 1230 \text{ W}. \quad (82a-d)$$

Die Antriebsleistung der magnetischen Wärmepumpe beträgt somit 1230 W. Es wird angenommen, dass die mechanische Energie um das Material in das magnetische Feld zu bringen in Wärme umgewandelt wird und bereits in dem von den Materialwissenschaftlern bestimmten Quellterm enthalten ist. Der Figur 8 entnehmen wir, dass die „Heizkapazität“ bei $B=2$ T maximal $q=220$ J/kg betragen kann. Dann gilt:

$$\dot{q} = q f. \quad (83)$$

Es folgt die Masse eines Rotors oder von n Rotoren in einem n -stufigen Prozess mit den beiden folgenden Gleichungen:

$$m = \frac{\dot{Q}}{\dot{q}} = \frac{\dot{Q}}{q f}. \quad (84a,b)$$

Diese Masse ist in Abhängigkeit der Frequenz in der Tabelle 11 tabelliert und in der Figur 36 graphisch dargestellt.

Frequenz (Hz)	Masse (kg)
1	36.4
2	18.1
3	12.1
4	9.1
5	7.3
6	6.1
7	5.2
8	4.5
9	4.0
10	3.6

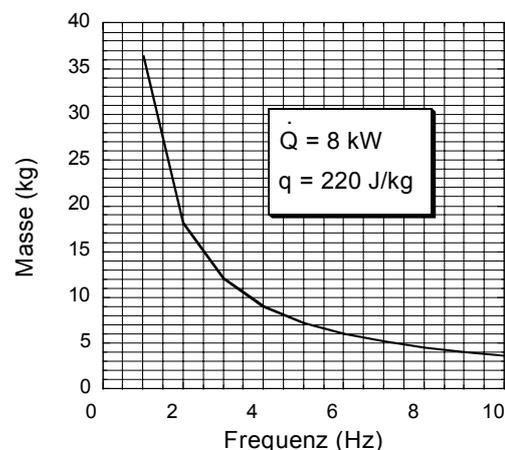


Tabelle 11: Die Masse des Rotors als Funktion der Drehfrequenz.

Figur 36: Es ist ein Abfall der Rotormasse mit der Frequenz zu beobachten.

Mit der Dichte folgt dann sofort für das Volumen eines Rotorrades:

$$V_R = \frac{m_R}{\rho}, \quad V = \frac{V_R = m_R}{\psi \rho \psi}. \quad (85a-c)$$

Eine charakteristische Materialdichte einer magnetokalorischen Legierung ist $\rho = 7200 \text{ kg/m}^3$. Damit folgen die folgenden Volumina (siehe Tabelle 12).

Frequenz (Hz)	Volumen V (m ³)
1	0.050
2	0.025
3	0.017
4	0.013
5	0.010
6	0.0085
7	0.0072
8	0.0062
9	0.0055
10	0.0050

Tabelle 12: Auch die Volumina des Rotors als Funktion der Frequenz nehmen mit höher werdender Frequenz ab.

Wenn der Rotor eine Länge L aufweist, dann ist der Rotordurchmesser D_n einer n -stufigen Maschine mit den beiden nächsten Gleichungen berechenbar:

$$V = n \frac{\pi}{4} D_n^2 L \quad \Leftrightarrow \quad D_n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{V}{n L}}. \quad (86a,b)$$

Frequenz (Hz)	D_5 (m) L=0.05m	D_5 (m) L=0.1m
1	0.505	0.357
2	0.357	0.252
3	0.294	0.208
4	0.257	0.182
5	0.226	0.160
6	0.208	0.147
7	0.191	0.135
8	0.178	0.126
9	0.167	0.118
10	0.160	0.113

Tabelle 13: Die resultierenden Durchmesser der Rotoren einer fünfstufigen Maschine als Funktion der Drehfrequenz für die zwei Rotorlängen $L=0.05 \text{ m}$ und $L=0.1 \text{ m}$ sind in der Figur links gegeben. Es ist klar, dass längere Rotoren kleinere Durchmesser zur Folge haben. Bei $f=5 \text{ Hz}$ ist der Durchmesser eines 5 cm langen Rotors $22,6 \text{ cm}$. Dies sind doch recht vernünftige Abmessungen.

Das Strouhal-Kriterium besagt, dass die Geschwindigkeit eine Größenordnung größer (mindestens 10 mal) sein sollte als das Produkt $f L$. Mit speziellen Rückführungen

f (Hz)	$f L$ (L=5cm)	v (m/s)	$f L$ (L=10cm)	v (m/s)
1	0.05	0.25	0.1	0.5
2	0.10	0.5	0.2	1.0
3	0.15	0.75	0.3	1.5
4	0.20	1	0.4	2.0
5	0.25	1.25	0.5	2.5
6	0.30	1.5	0.6	3.0
7	0.35	1.75	0.7	-
8	0.40	2	0.8	-
9	0.45	2.25	0.9	-
10	0.50	2.5	1	-

Tabelle 14: Die Berechnungsergebnisse der minimalen Geschwindigkeiten der Fluida sind auf der linken Seite tabelliert. Geschwindigkeiten über drei Meter pro Sekunde ergeben sehr hohe Verlustleistungen und werden deshalb gar nicht erst aufgeführt. Somit wird für den längeren Rotor nur der Bereich bis 6 Hz weiter untersucht werden, wobei beim kürzeren noch alle Frequenzen vertreten sind.

kann man dieses Verhältnis auf den Faktor 5 herunterdrücken. Wir wollen von dieser Methode Gebrauch machen.

Mit diesen Geschwindigkeiten ist nun die spezifische Verlustleistung, die beim Durchströmen der Rotoren auftritt, durch die Resultate in der Tabelle 8 determiniert. Mit dem fünffachen Rotorvolumen, weil es ja fünf Stufen, respektive fünf Rotoren sind, kann die gesamte Verlustleistung des Systems berechnet werden. Wie schon erwähnt worden ist, werden keine Ein- und Austrittswiderstände in die Rotormatrizen einberechnet, da diese vergleichsweise klein sind. Dasselbe gilt für die kurzen Verbindungen zwischen den einzelnen Stufen. Es wird ein Pumpenwirkungsgrad von $\eta_P=50\%$ einbezogen. Der Motoren-Wirkungsgrad wird mit $\eta_M=70\%$ in Rechnung gesetzt. Mit all diesen Informationen, kann man die folgende Berechnungsgleichung angeben:

$$P_{hyd} = \frac{1}{\eta_P \eta_M} V \left(\frac{P_{hyd}}{V} \right). \quad (87)$$

Diese Verlustleistungen sind in der nächsten Tabelle 15 dargestellt.

f (Hz)	P_{hyd} (W) $L=5$ cm	P_{hyd} (W) $L=10$ cm
1	142	570
2	286	1140
3	428	1744
4	593	2371
5	700	2850
6	872	3488
7	1006	-
8	1131	-
9	1271	-
10	1425	-

Tabelle 15: Die totalen Verlustleistungen für die magnetische Wärmepumpe sind hier tabelliert. Es wurden nur Werte bis zu Geschwindigkeiten der Fluida von 3 m/s berechnet. Deshalb ist die rechte Spalte nicht vollständig gefüllt. Man sieht, dass im kurzen zylindrischen Rad die Verlustleistung weniger rasant zunimmt als im längeren. Beide Wertepaare verhalten sich linear als Funktionen der Frequenz.

f (Hz)	COP (-) $L=5$ cm	COP (-) $L=10$ cm
1	5.8	4.4
2	5.3	3.4
3	4.8	2.7
4	4.4	2.2
5	4.1	2.0
6	3.8	1.7
7	3.6	-
8	3.4	-
9	3.2	-
10	3.0	-

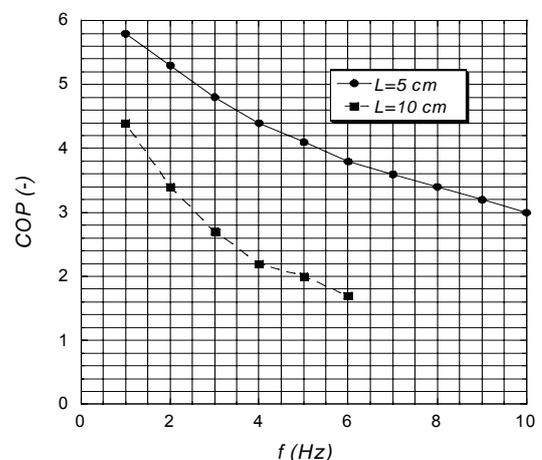


Tabelle 16: Die finalen COP-Werte in der Übersicht.

Figur 37: Die finalen COP-Werte in einer graphischen Darstellung.

Ein langsam rotierender Zylinder ist grundsätzlich gut um einen hohen COP zu erreichen. Denn dann kann die Flüssigkeit mit kleiner Geschwindigkeit den porösen Körper durchströmen und es gibt wenig Verluste. Dagegen braucht ein langsam rotierender Zylinder eine größere Masse und wird dadurch auch teurer. Dies macht durchaus Sinn. Höhere Investitionskosten ergeben weniger Betriebskosten und umgekehrt. Weiter sieht man, dass ein langer Zylinder wohl einen kleineren Rotordurchmesser zulässt. Aber in langen Zylindern müssen die Geschwindigkeiten der Fluida eben höher sein und das führt zu erhöhten Verlusten. Deshalb findet man die Kurve für $L=0.1$ m unterhalb jener für $L=0.05$ m.

Um sicher zu sein, dass konsistente Lösungen präsentiert werden, müsste man nun noch zeigen, dass die innere Oberfläche genügend groß ist, um mit den eingeführten kleinen Temperaturunterschieden die Wärmeleistung abgeben zu können. Wir wollen das für den einen Fall mit $f=1$ Hz und einem $COP=5.8$ durchführen.

Mit Gleichung (9) folgt für die Dreieckstruktur:

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{d+s}{1+\chi} = \frac{1}{2} \frac{(2.055+0.1) \text{ mm}}{1+1.155} = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}. \quad (88a-c)$$

Mit der Gleichung (4) folgert man, dass:

$$A_f = \frac{V}{\delta} = \frac{5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3}{5 \cdot 10^{-4} \text{ m}} = 100 \text{ m}^2. \quad (89a-c)$$

Mit Tabellenwerten und Gleichungen, welche in diesem Bericht zu finden sind, und einigen elementaren Berechnungen folgt:

$$Re = 254, \quad Pr = 14.2. \quad (90a,b)$$

Wir berechnen:

$$\Omega = Re Pr \frac{d_h}{L} = 254 \cdot 14.2 \frac{0.00183}{0.05} = 132. \quad (91a-c)$$

Die Bedingungen (75b) und (75c) sind beide erfüllt. Dann folgt mit (75a) die Nusseltzahl:

$$Nu = \left(49.028 + 4.173 \Omega\right)^{\frac{1}{3}} = 8.43. \quad (92a,b)$$

Mit Hilfe der Gleichung (76b) wird der Wärmeübertragungskoeffizient ermittelt:

$$\alpha = \frac{8.43 \cdot 0.51}{0.00183} = 2350. \quad (93a,b)$$

Nun folgt durch die Anwendung der Gleichung (74) die in diesem Rotor übertragbare Wärmeleistung:

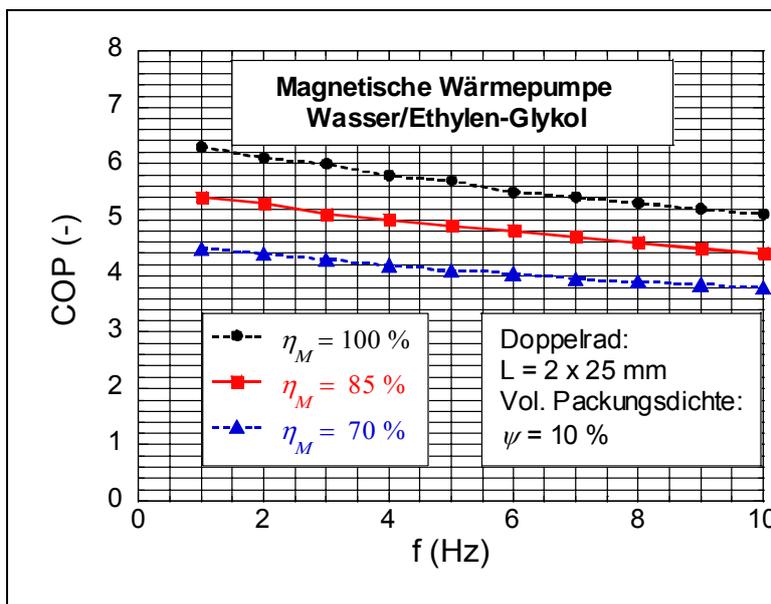
$$\dot{Q} = \frac{1}{2} \cdot 2350 \cdot 100 \cdot 0.42 = 49,4 \text{ kW}. \quad (94)$$

Die Temperaturdifferenz von 0.42 K (siehe Kapitel 9) ist also tatsächlich groß genug. Nun könnten die COP-Werte durch weitere Verminderung dieses ΔT noch weiter ein bisschen gesteigert werden. Da aber bei so geringen Temperaturunterschieden die Regelung der Anlage nicht mehr handhabbar wird, wollen wir es bei diesen Resultaten belassen!

Noch bessere COP-Werte können realisiert werden, wenn an Stelle eines Rades ein Doppelrad eingesetzt wird. Dadurch wird die Flugzeit des fluiddynamischen Elements halbiert und die Strömungsgeschwindigkeit kann ebenfalls halbiert werden, was dann wiederum den Druckverlust in der porösen Struktur vermindert. Die Berechnungen der COP-Werte für diesen Fall sind in der Tabelle 17 aufgelistet.

Tabelle 17: Die COP-Werte einer Doppelrad-Wärmepumpe sind in dieser Tabelle zu sehen. Die Länge ist dann $2 \times 0.025 \text{ m}$. Die entsprechende Graphik ist die Figur 38.

f (Hz)	v (m/s)	Re (-)	λ (-)	p_{dyn} (Pa)	R (Pa/m)	P_{hyd}/V (W/m ³)	P_{hyd} (W)	COP $\eta_M=0.7$	COP $\eta_M=0.85$	COP $\eta_M=1.0$
1	0.125	127	0.504	8	2'203	248	35	4.5	5.4	6.3
2	0.250	254	0.252	32	4'407	992	71	4.4	5.3	6.1
3	0.375	381	0.168	72	6'610	2'231	108	4.3	5.1	6.0
4	0.500	508	0.126	129	8'882	3'997	148	4.2	5.0	5.8
5	0.625	635	0.101	201	11'093	6'240	178	4.1	4.9	5.7
6	0.750	763	0.084	290	13'311	8'985	218	4.0	4.8	5.5
7	0,875	890	0.072	395	15'541	12'239	252	4.0	4.7	5.4
8	1.000	1017	0.063	516	17'764	15'988	283	3.9	4.6	5.3
9	1.125	1143	0.056	652	19'952	20'201	317	3.9	4.5	5.2
10	1.250	1271	0.050	805	21'995	24'744	353	3.8	4.4	5.1



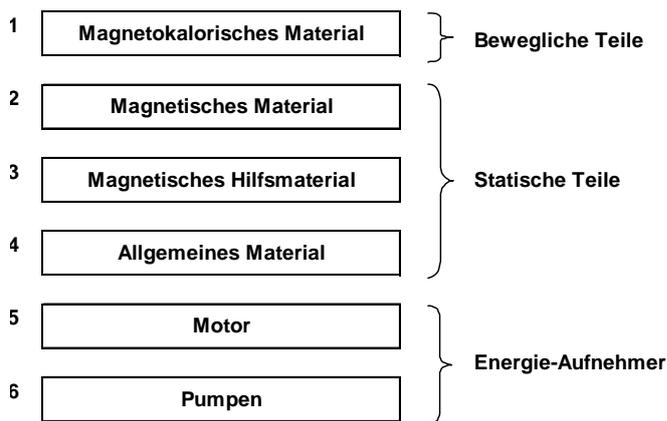
Figur 38: Die COP-Werte von magnetischen Wärmepumpen mit Doppelrädern zeigen wesentlich verbesserte Ergebnisse. Der Grund sind die geringeren Strömungsgeschwindigkeiten durch die wellenartige Struktur, welche die hydraulischen Verluste heruntersetzen. Es wurde die mittlere Kolonne ausgewählt.

10. KOSTENSCHÄTZUNGEN

10.1 Die Methode um die Preise festzulegen

Die vorausgehenden Kapitel legen die Grundlagen für verlässliche Kostenberechnungen bereit. Sie enthalten nämlich die notwendigen Berechnungsergebnisse, welche mit Hilfe des Elektro-Magnetismus und der Fluid- und Thermodynamik erarbeitet worden sind, um die Größen der Apparate zu bestimmen. Diese Größenbestimmungen sind entscheidend für die Preisevaluationen.

Diese nicht so einfache Aufgabe wurde gelöst, indem das gegebene Problem analytisch aufgespalten worden ist (siehe Figur 39).



Figur 39: Die logische Aufspaltung einer magnetischen Wärmepumpe in verschiedene Teile um die Preise zu ermitteln. Die beweglichen Teile umfassen die Rotoren, das heißt eine Halterungsvorrichtung mit dem magnetokalorischen Material. In unserem Ansatz ruht der Magnet, weshalb alle magnetischen Teile als statische Teile spezifiziert werden. Motor und Pumpen „verbrauchen“ elektrische Energie („Energie-Aufnehmer“).

10.2 Magnetokalorische Materialien

Um eine gute Heizeffizienz zu erreichen, wird mit der „Layered Bed Technics“ eine Auswahl verschiedener Materialien eingesetzt. Oftmals wird nur eine Legierung in dessen Zusammensetzung variiert (siehe dazu die Ausführungen in Kapitel 3.2).

Die Arbeitstemperaturen einer Wärmepumpe sind durch die Temperaturen der beiden Temperaturniveaus der Wärmequelle und -senke sehr genau definiert. Die Bestimmung der Anzahl Zyklen ist in Kapitel 8.2 gezeigt worden. Danach kann für jeden Kaskaden- oder Regenerations-Zyklus das entsprechende Temperaturintervall und somit auch das optimale Material bestimmt werden.

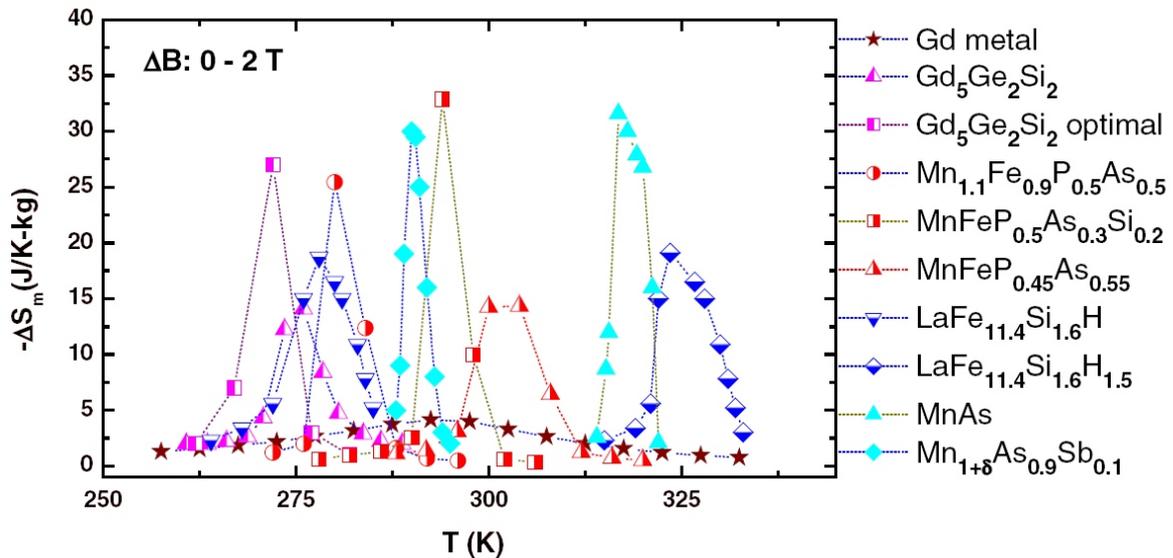
Die Tabellen 4 und 5 in Kapitel 8 zeigen die Wichtigkeit der Wahl der Materialien mit den größten ΔT_{ad} . In unserem Fall ist die Wahl einer minimalen Anzahl Stufen von größter Wichtigkeit, so dass ein hohes ΔT_{ad} meistens wichtiger ist, als die Befolgung des Auswahlkriteriums „größt mögliche Kühlkapazität“ des Materials.

In den Figuren 40 und 41 ist die Entropiedifferenz von einer großen Anzahl Materialien für induktions-Änderungen von 2 T gezeigt. Der Zusammenhang zwischen Entropieänderung, Magnetisierung und der (spezifischen) Wärme ist in [F10] gegeben.

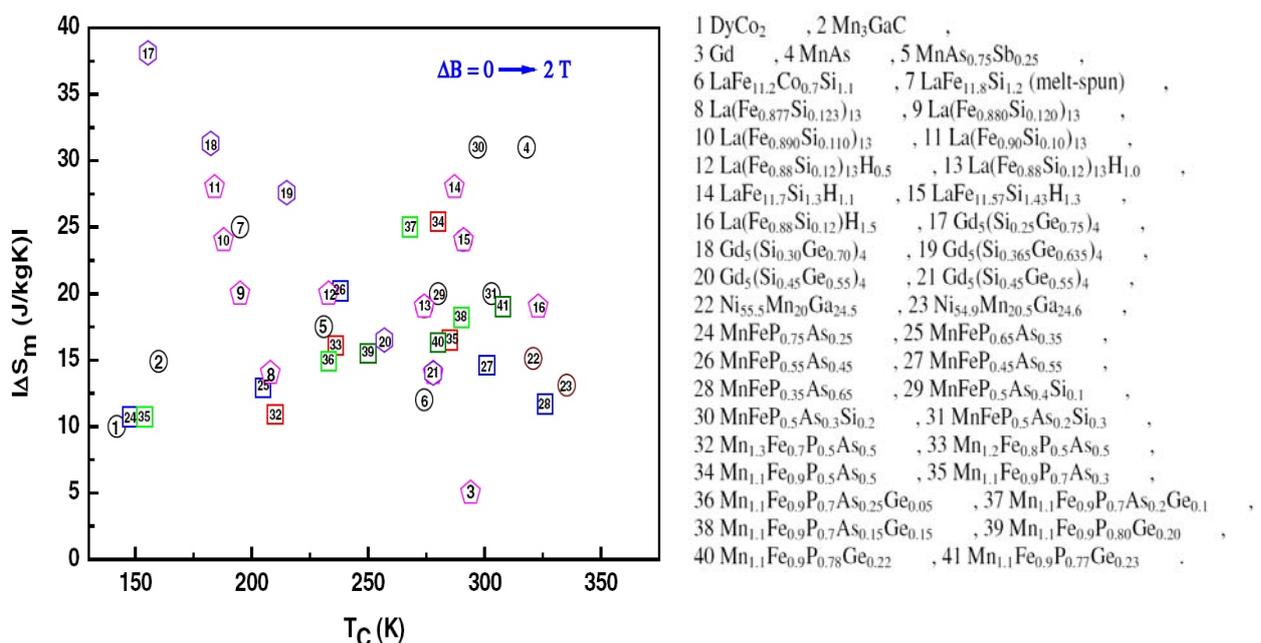
In der Tieftemperaturphysik, vorwiegend bei Temperaturen unterhalb 1 Kelvin, sind es paramagnetische Salze welche eingesetzt werden können.

Bei höheren Temperaturen, aber doch noch unterhalb der Raumtemperatur (diese sei mit 20 °C definiert) zeigen Seltene-Erde-Materialien gute magnetokalorische Eigenschaften. Da es viele solcher Materialien gibt, brauchen wir eine ausführliche Preis-Leistungs-Analyse dieser Legierungen um für ein vorgegebenes System eine gute Wahl treffen zu können.

Oberhalb der Raumtemperatur sind es Legierungen, welche auf Übergangsmetallen basieren, welche die besten Resultate zeigen.



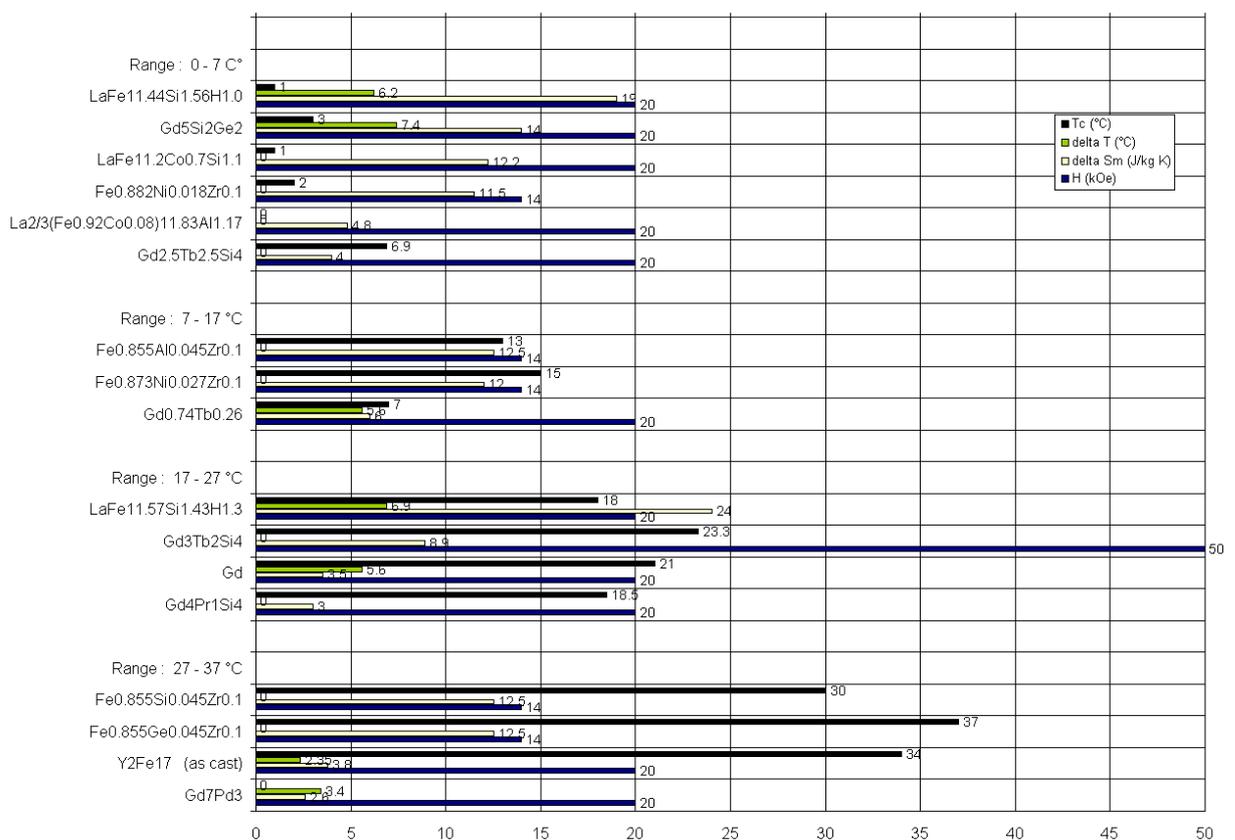
Figur 40: Magnetische Entropieänderung von magnetokalorischen Legierungen bei magnetischen Induktions-Änderungen von 2 T. Die in dieser Figur auftretenden Materialien wurden so ausgewählt, dass ein relativ großer Temperaturbereich für praktische Anwendungen abgedeckt wird (Quelle: E. Brück, Lit. [F15]).



Figur 41: Magnetische Entropieänderung von weiteren magnetokalorischen Legierungen bei magnetischen induktions-Änderungen von 2 T. Die in dieser Figur auftretenden Materialien wurden so ausgewählt, dass ein relativ großer Temperaturbereich für praktische Anwendungen abgedeckt wird (Quelle: E. Brück, Lit. [F15]).

Die wesentlichsten Parameter einer Vielzahl von Materialien sind in der Figur 42 zusammengefasst. Zurzeit ist es noch nicht ganz einfach abzuschätzen, welche Materialien sich zu den praxisrelevantesten entwickeln werden. Die geeignetsten Anwendungen zeigen mäßige Leistungen von einigen Dutzend Watt bis zu einigen Kilowatt und nicht allzu große Temperaturhübe. Kleinere Leistungen sind nicht die Bedingung, aber um eine neue Technik einzuführen, ist es geschickter mit den kleineren Systemen zu beginnen.

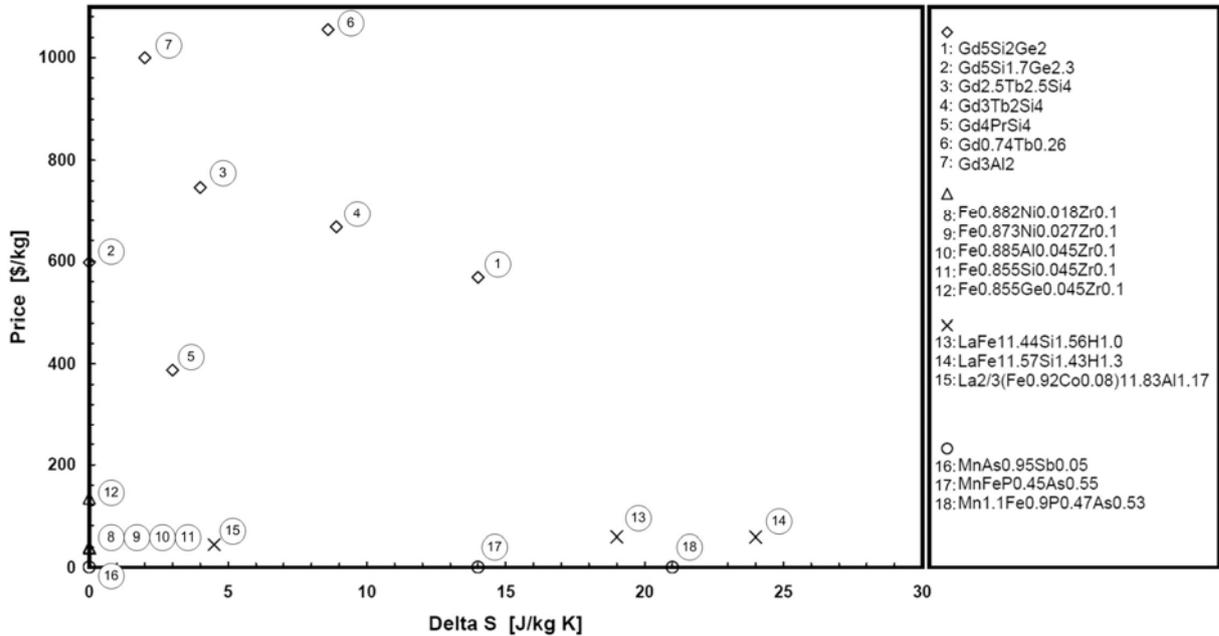
Zurzeit sind vor allem die „Heiz- respektive Kühlkapazität“, die erreichbare Temperaturdifferenz und die Kosten des Materials im Zentrum des Interesses. Andere Kriterien sind aber auch nicht unwichtig, wie der Korrosionswiderstand, mechanische Eigenschaften für die Bearbeitung des Materials, die Wärmeleitfähigkeit, die elektrische Leitfähigkeit, usw. Die Ausbildung von Wirbelströmen würde zu weiteren Verlusten führen, ist aber in porösen Strukturen nicht sehr ausgeprägt vorhanden.



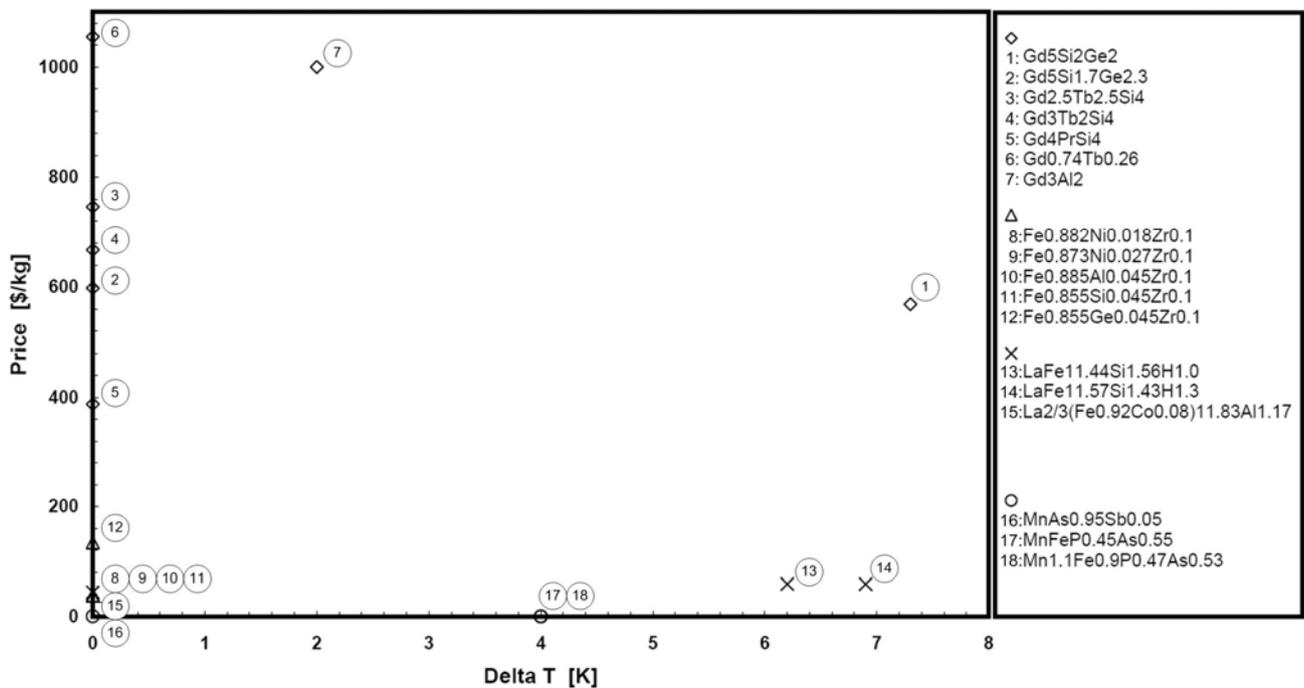
Figur 42: Für einen vorgegeben Arbeitsbereich kann z.B. mit dieser Liste eine erste Wahl vorgenommen werden. Danach ist es aber wichtig noch weitere Details zu klären, wie z. B. die Breite (Temperaturintervall um den Curiepunkt) des Arbeitsbereiches oder ob eine Hysterese in der Magnetisierung auftritt, usw. Diese Liste wurde mit Hilfe der Ref. [F10] erstellt. Es gilt: 10 kOe=1T.

Spezialisten der Forschungsgruppe von E. Brück (siehe Ref. [F15]) haben ebenfalls solche Berechnungen angestellt (siehe Tabelle 18). Natürlich treten in ihren und unseren Berechnungen zum Teil gewisse Unterschiede auf. Gründe für solche Abweichungen nennen diese Autoren gleich selber. Es sind dies Marktfluktuationen in den Basismetall-Element-Preisen und dann spielt die Qualität der Ausgangsmaterialien eine große Rolle bei dieser Ermittlung.

Die Preise der magnetokalorischen Materialien sind direkt verbunden mit den Basispreisen der elementaren Elemente, welche in einer Legierung auftreten. Mit den Massenanteilen konnte dann der jeweilige Preis einer Legierung berechnet werden. Die erhaltenen Resultate werden in den Figuren 43 und 44 gezeigt. Für den Prozess der Legierungsherstellung wurde bei der Wahl des Preises für die Kostenberechnung ein entsprechender geschätzter Preisaufschlag gemacht.



Figur 43: Die Preise von verschiedenen Materialien als Funktion der Entropieänderung, welche auftritt, wenn die magnetische Induktion von 0 auf 2 T geändert wird. Quelle: „USGS metal prices 1959-1998“ und „London Stock Exchange 1998-2006“.



Figur 44: Die Preise von weiteren Materialien als Funktion der Entropieänderung, welche auftritt, wenn die magnetische Induktion von 0 auf 2 T geändert wird. Quelle: „USGS metal prices 1959-1998“ und „London Stock Exchange 1998-2006“.

Tabelle 18: Liste einiger der interessantesten heute diskutierten magnetokalorischen Materialien mit ihren Temperaturbereichen, Entropie-Änderungen, Temperaturdifferenzen, den Curie-Temperaturen, den Kosten und den Dichten (gemäss Lit. [F15]).

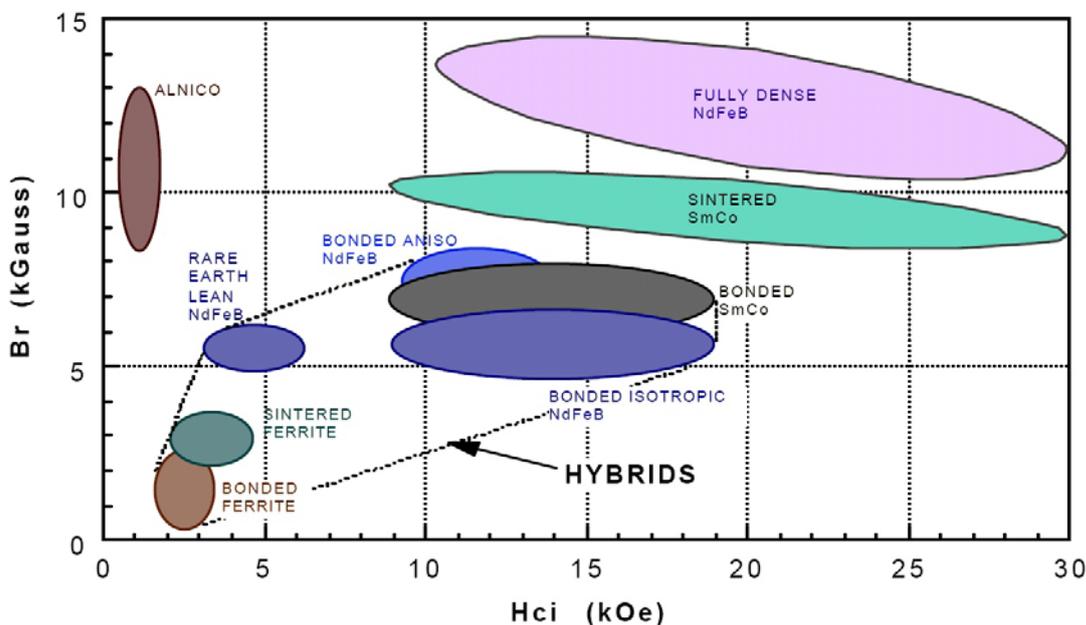
Material	T range K	ΔS_{\max} (2 T) $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	ΔT (2 T) K	T_C K	Costs €/kg	Density 10^3 kg m^{-3}
Gd	270–310	5	5.8 ^d	293	20	7.9
Gd ₅ Ge ₂ Si ₂	150–290	27	6.6 ^d	272	60	7.5
La(Fe,Si)H	180–320	19	7 ^c	300	8	7.1
MnAs	220–320	32	4.1 ^d	287	10	6.8
MnNiGa	310–350	15	2 ^c	317	10	8.2
MnFe(P,As)	150–450	32	6 ^d	292	7	7.3

^d means direct measurement ^c is calculated from a combination of measurements.

10.3 Magnete

Die Magnetisierung ist natürlich nicht nur von den Eigenschaften des magnetokalorischen Materials abhängig, sondern auch von dem extern angelegten magnetischen Feld, also auch von der Art, der Größe und des „Designs“ des Magneten.

Die Figur 45 zeigt die zurzeit wohl besten Magnettypen für hohe Feldstärken, nämlich jene die vorwiegend auf NdFeB basiert sind. Diese Magnete werden heute schon weitgehend in der Elektro-Maschinen-Branche angewendet.



Figur 45: Magnetisierungs-Energie verschiedener Magnete. Quelle: Arnold Magnetic Technologies Corporation, USA. Es gilt: 10 kOe = 1 T.

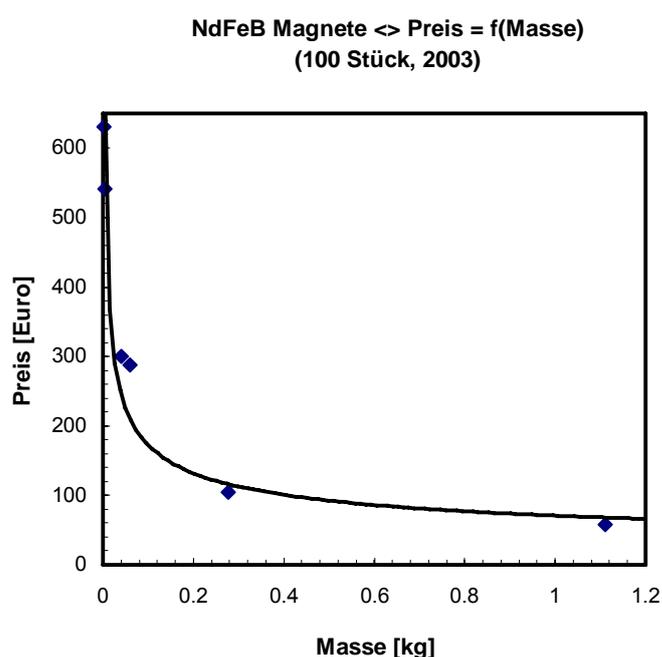
Die Tabelle 19 ist ebenfalls von der Arnold Magnetic Technologies Corporation publiziert worden. Sie zeigt, dass die Energiedichten, Massen und Preise nicht hoch korreliert sind.

Table 19: Vergleich von verschiedenen Magnetarten. Es werden die Kosten und die Massen in relativen Maßstäben angegeben. Quelle: „Arnold Magnetic Technologies Corporation“, USA. Es gilt: 10 kOe = 1 T.

Material	Bh_{max} [MGOe] (~23°C)	Relative Kosten			Relative Masse
		Magnet-Material	Magnete im System	Total System	
NdFeB 38SH (sintered)	37.8	20	2.7	1.0	1.0
Ferrite (sintered)	3.9	1.0	1.0	1.1	1.5
SmCo 28 (sintered)	28.8	28	5.5	1.3	1.0
NdFeB (injection molded)	6.4	23	13.7	2.2	1.3
Ferrite (injection molded)	1.9	2	3.6	1.5	1.9
SmCo (injection molded)	9.2	33	13.3	2.2	1.2
NdFeB (comp. bonded)	10.5	23	9.1	1.7	1.2

Die Table 17 wurde für Magnete mit einfachen Geometrien erstellt und enthält nicht die Zusammenstellungskosten komplexerer Konfigurationen. Als Basis für die Berechnung der relativen Kosten wurde ein „Pound“ (500 g) magnetisches Material vorausgesetzt. Die Rubrik „Magnete im System“ enthält die Masse Magnet, welche für ein bestimmtes System notwendig ist. Um das gleiche externe magnetische Feld zu erhalten, muss man weniger NdFeB-Magnete zur Verfügung haben als Ferrit-Magnete. Aus diesem Grunde liegen hier die Kosten der beiden Magnettypen näher beieinander. Eine wichtige Information ist, dass heute die NdFeB-Magnete voll konkurrenzfähig sind mit den Ferrit-Magneten.

Eine Abschätzung der Preise der Magnete in Funktion derer Massen konnte durchgeführt werden. Diese führt zu den Resultaten, welche in der Figur 46 gezeigt werden. Als Basis diente eine Vielzahl von Firmenunterlagen und Preislisten. Es wurde als Basis jeweils hundert Magnete mit quaderförmigen Formen vorausgesetzt. Es wird darauf verzichtet all die Detail-Informationen dieser Firmen zu präsentieren.

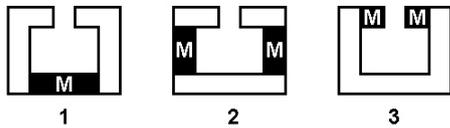


Figur 46: Handelspreise von Magneten als Funktion von deren Masse. Die Preise wurden für das Jahr 2003 bestimmt. Grosse Abweichungen zum heutigen Datum sind nicht zu verzeichnen. Man sieht, dass grosse Magnete günstiger zu beziehen sind als kleinere Modelle.

Durch Prozessverbesserungen in der Herstellung von gesinterten Nd-Fe-B-Magneten erreichte man 1.52 T, bei einer maximalen Energiedichte von 451 kJ/m³. H. Kronmüller, der am Max-Planck-Institut für Metallforschung tätig ist, sagt voraus, dass Fe₆₅Co₃₅+X-Legierungen vor dem Jahre 2010 2.45 T erreichen könnten.

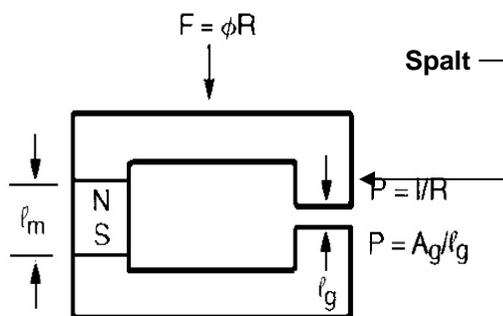
10.4 Magnetische Hilfsmaterialien

Ein fundamentales Rezept besagt, dass in magnetischen Systemen die Permanentmagnete so nahe wie möglich beim Spalt angebracht werden sollen (siehe Figur 47). Andernfalls ist die Gefahr erhöhter Flussleckagen zwischen den Leiterelementen und den Polstücken gegeben. Daher ist die dritte Variante jene, welche vorzugsweise eingesetzt werden sollte. Diese wurde unseren Berechnungen zugrunde gelegt.



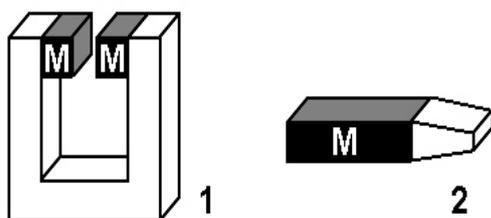
Figur 47: Verschiedene Positionierungen der Magnete im leitenden magnetischen Kreislauf.

Ein Permanentmagnet bewirkt die magnetomotive Kraft F (siehe Figur 48). Durch Anwendung der Maxwell-Gleichungen auf den Kreislauf kann der magnetische Widerstand ermittelt werden (siehe Ref. [F16]). Wir vernachlässigen den geringen Widerstand der Stahlleiterstücke.



Figur 48: Ein magnetischer Leiter-Kreislauf mit seinen Elementen, dem Magneten und dem Luftspalt. Die Theorie der Widerstandsberechnung ist einfach durchzuführen und in vielen elementaren Büchern über Magnetismus zu finden (siehe z.B. Lit. [F17]).

Die Verwendung von flussleitenden Materialien in Leiterkreisen mit Permanentmagneten führt zu Flusslinienkonzentrationen und damit auch zu Erhöhungen der Induktionen (siehe Figur 49).



Figur 49: Flussleitende Elemente werden in einem Leiterkreis mit Permanentmagneten eingesetzt um:

- 1) Den Kreislauf zu schliessen oder
- 2) In einer kontrahierenden Vorrichtung die Flussliniendichte zu erhöhen.

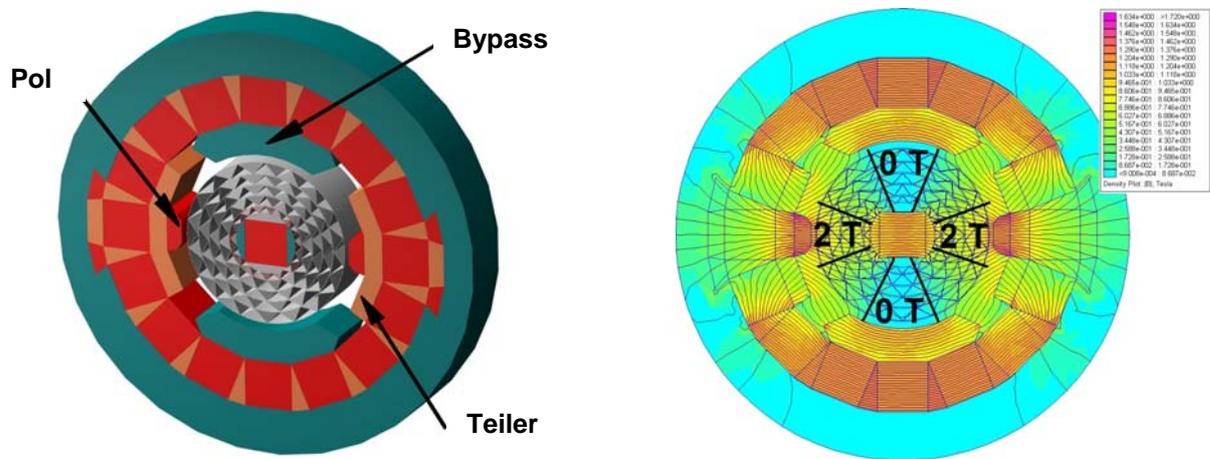
Leiterelemente sind oft von größerer Masse und deshalb sollte ihr Material günstig sein. Ein großer Anteil besteht deshalb aus kaltverformtem Stahl. Kobalt-Eisen wird eher in Hochleistungs-Leiterkreisen verwendet.

Es ist günstig diese Materialien in der Nähe ihrer maximalen Permeabilität zu betreiben. Man kann einfache theoretische Zusammenhänge zwischen der Feldstärke des Permanentmagneten und jener im Spalt herleiten. Für uns ist dies jedoch nicht von großem Nutzen, da wir eine komplexe poröse Struktur in den Spalt einbringen. Deshalb ist die numerische Berechnung der magnetischen Feldlinien-Verteilungen, respektive der Induktionen, der richtige Weg der eingeschlagen werden muss.

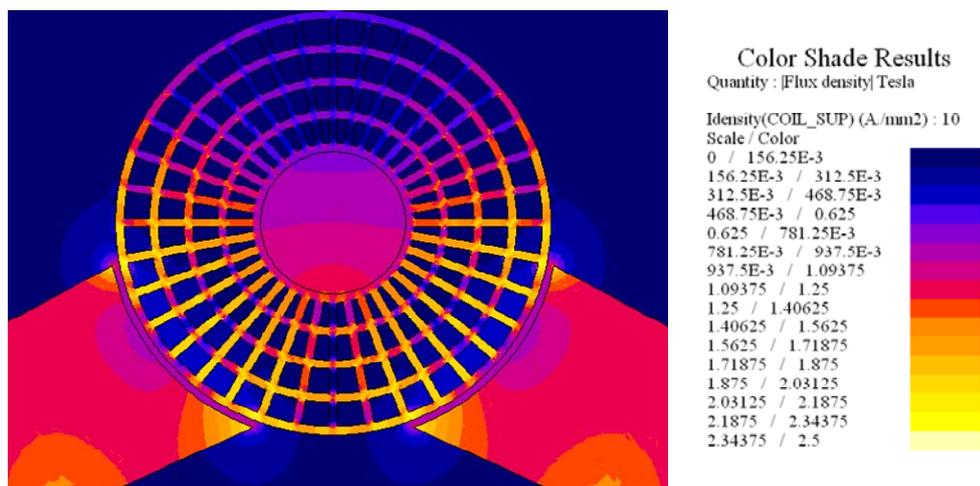
Erste numerische Simulationen wurden durchgeführt, wobei die folgenden Ziele verfolgt worden sind:

- 1) Die höchste Magnetisierung im Bereiche des magnetokalorischen Materials zu erreichen
- 2) Einen Bereich mit sehr geringem Feld zu kreieren, damit das Material auch abgekühlt werden kann
- 3) Die leichtesten und kostengünstigsten Magnetkonfigurationen zu finden.

Diese Anforderungen führten zu einer Art Halbach-Magnet (siehe in Kapitel 3.3, Figur 10). Es wurden jedoch einige Modifikationen vorgenommen. Dies sind Bypass-Stücke und Flusslinien-Teiler, welche verwendet werden um Regionen mit hoher Induktion, die mit 2 T gekennzeichnet sind (obwohl nur ungefähr 0.7-1.0 T erreicht werden) und solchen mit tiefen Feldstärken, die mit 0 T beschrieben sind, zu erhalten (siehe Figur 50).



Figur 50: Konzept einer Axialmaschine mit integrierten Standardmagneten und Hilfselementen zur geeigneten Flusslinienleitung. Die Pole und die Teiler bestehen aus NdFeB-Magneten. Die zwei „Bypass-Elemente“ sind aus reinem Eisen hergestellt.



Figur 51: Eine zweite verbesserte Konfiguration sieht die Optimierung des Magnetfeldes nicht in den Bereichen der Fluida sondern in jenen der porösen Struktur vor. Durch dieses Vorgehen werden höhere Induktionen erreicht.

Die erste Optimierung einer Magnetanordnung wurde darauf ausgelegt im Fluidraum optimale Feldstärken zu erhalten. Es konnten statt der verlangten 2 T höchstens 1 T erreicht werden. Daraufhin wurde eine verbesserte Anordnung gewählt, welche eine Optimierung des Felds in der magnetokalorischen Struktur zum Ziel hatte. Eine vereinfachte geometrische Matrix zeigt deutlich auf, was günstig und was nicht geeignet ist. Horizontale Strukturelemente welche in Richtung der Feldlinien liegen haben hohe Induktionen, währenddem solche welche rechtwinklig zu den Feldlinien liegen, praktisch keine Induktion aufweisen. In diesen Regionen (siehe vertikale Stabelemente) würde sich das Material - wegen der fehlenden Induktion - im Magnetfeld lokal abkühlen und dann wieder erwärmen. Dieser Effekt wäre natürlich mit erheblichen Verlusten begleitet. In dieser neuen Anordnung werden lokale Feld-Induktionen von 2 T erreicht.

Die angestrebte Lösung wird eine Kombination der beiden gezeigten sein. Eine zylindrische Halbach-Anordnung mit seitlichen Flusslinien-Einführungen. Die völlige Optimierung einer solchen Struktur ist in einem allfälligen Folgeprojekt vorgesehen. Für approximative Material- und Kosten-Berechnungen kann die Anordnung gemäss Figur 50 zugrunde gelegt werden.

10.5 Die Hilfsaggregate

10.5.1 Der Motor

Das Moment und daher die Leistungsaufnahme des Motors sind durch das magnetische Moment M_m und das Reibungsmoment M_R gegeben.

Die Leistungsaufnahme um den Rotor mit dem Moment M_m zu drehen ist in der thermodynamischen Beschreibung, wie sie in Kapitel 8.3 durchgeführt worden ist, enthalten. Daher brauchen wir an dieser Stelle M_m nicht durch die Einführung der auftretenden Kräfte zu berechnen. In einem Folgeprojekt würden die beiden Berechnungsverfahren (das thermodynamische und mechanische) der Vollständigkeit halber durchgeführt, und es würde gezeigt werden, dass sie zu dem selben Resultat führen. Fragen bezüglich der magnetischen Kräfte sind immer noch offen. Beiträge zu diesen Diskussionen der beiden Autoren Kitanovski und Egolf sind in den Ref. [E4] und [E6] gegeben. Grundsätzlich entsteht dieses Moment durch die verschiedenen Temperaturen, welche am Eintritt in das Magnetfeld und am Austritt aus dem Magnetfeld herrschen. Verschiedene Temperaturen bewirken verschiedene Richtungsableitungen der Magnetisierung und diese wiederum verschiedene Kräfte. Somit entsteht ein resultierendes Kraftfeld, welches zu dem beschriebenen Moment M_m führt. Gemäss Kapitel 9, Gleichung (82d), gilt:

$$P_m = 1230 \text{ W} . \quad (95)$$

Der durch Reibung des Zylinders hervorgerufene Energieverlust soll nun ebenfalls abgeschätzt werden. Es gilt:

$$P_R = F_R v . \quad (96)$$

Mit:

$$F_R = A \tau = 2\pi RL\tau \quad (97a,b)$$

und dem Newton'schen Scherspannungs-Ansatz:

$$\tau = \mu \frac{dv}{dr} \quad (98)$$

folgt in guter Approximation mit der Spaltbreite s :

$$F_R = 2\pi RL\mu \frac{v}{s}. \quad (99)$$

Eine bekannte kinematische Gleichung ist:

$$v = \omega R = 2\pi Rf. \quad (100a,b)$$

Dann folgt mit (99) und (100b):

$$F_R = 4\pi^2 \mu \frac{R^2 L}{s} f. \quad (101)$$

Das Reibungsmoment ist implizit gegeben durch die Gleichung:

$$M_R = R F_R. \quad (102)$$

Wegen den Gleichungen (96) und (100a) ist die folgende Gleichung ebenfalls gültig:

$$P_R = M_R \omega. \quad (103)$$

Nun kann (96) unter Verwendung von (100b) und (101) zum Schlussresultat zusammengesetzt werden:

$$P_R = 8\pi^3 \mu \frac{R^3 L}{s} f^2. \quad (104)$$

f (Hz)	R (m)	$P_R^{(1)}$ (W)	$P_R^{(5)}$ (W)
1	0.505	8	40
2	0.357	10	50
3	0.294	13	65
4	0.257	16	80
5	0.226	17	85
6	0.208	19	95
7	0.191	20	100
8	0.178	21	105
9	0.167	22	110
10	0.160	24	120

Tabelle 18: Die Reibungsverlust-Leistung, welche durch das Drehen von einem Zylinder (respektive fünf Zylindern) entsteht. Es wurden die folgenden Parameter verwendet: $R = D_5/2$ gemäss der Tabelle 13 (erste Spalte), $L = 0.05$ m, $s = 0.4$ mm, μ gemäss der Tabelle 7 (dritte Spalte). Die Berechnungen wurden mit Hilfe der Gleichung (104) durchgeführt. Bei diesen tiefen Frequenzen resultieren kleine Verlustleistungen durch die Reibung des Fluides zwischen Rotor und Gehäusewandung.

Die Resultate in der Tabelle 18 zeigen, dass es gerechtfertigt ist die Reibungsverlustleistung der Zylinder in der Berechnung des COP-Wertes zu vernachlässigen, da das magnetische Moment das Reibungsmoment um eine Größenordnung übersteigt:

$$P = P_m + P_R \cong P_m = 1230 \text{ W} . \quad (105a-c)$$

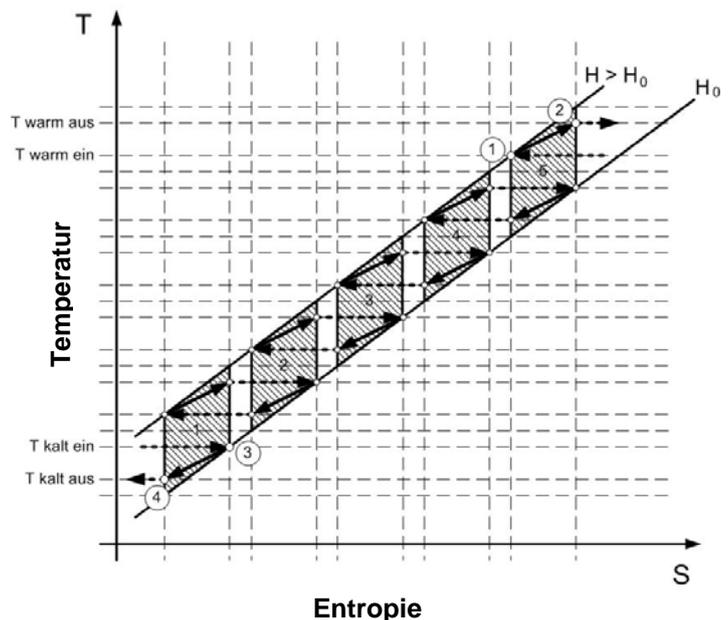
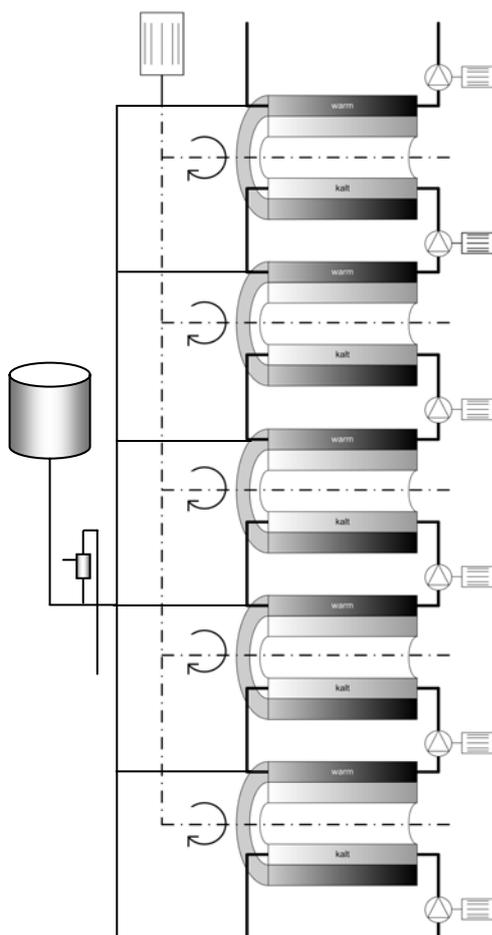
Es wurde ein Elektromotor von 240 Volt mit einem Wirkungsgrad von $\eta=85\%$ ausgewählt. Damit ist auch der Stromverbrauch gegeben:

$$P_{el} = \frac{P}{\eta} = \frac{1230}{0.85} = 1447 \text{ W} \Rightarrow P_{el} = UI \Rightarrow I = \frac{P_{el}}{U} = \frac{1447 \text{ W}}{240 \text{ V}} = 6.0 \text{ A} . \quad (106a-g)$$

In diesem Bericht sollen keine Firmenprodukte genannt werden. Es konnte aber ein Motor einer namhaften Firma - welcher im Handel erhältlich ist und 325 € kostet - bestimmt werden.

10.5.2 Pumpen

Für eine n -stufige magnetische Wärmepumpe werden $n-1$ Pumpen eingerechnet. Der Pumpenpreis wird mit 270 € berechnet. Im Falle unserer fünfstufigen Maschine resultiert ein Gesamtpreis für die Pumpen von viermal 270 €, also 1080 €.



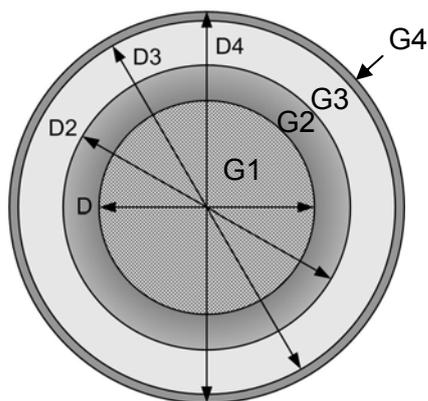
Figur 52 (links): Schema einer magnetischen Wärmepumpe mit fünf Stufen. Hier werden magnetisierte Bereiche von 180° verwendet. Rechts ist das Expansionsgefäß mit einem Sicherheitsventil zu sehen.

Figur 53 (oben): Die der Anordnung, welche in der Figur 52 gezeigt ist, entsprechende Kaskade mit fünf Brayton Zyklen ist hier zu sehen.

10.6 Finale Preisberechnungen der magnetischen Wärmepumpe

Der totale Preis der magnetischen Wärmepumpe wird durch Addieren der Preise der einzelnen Komponenten erhalten (siehe Figur 54). Diese Komponenten sind:

1. Das magnetokalorische Material
2. Das magnetische Material
3. Magnetische Hilfsmaterialien
4. Allgemeines Material
5. Motor
6. Pumpen



Figur 54: Vereinfachendes Modell zur Preisberechnung. Die Maschine wird in konzentrische Zylinder (Gebiete G1-G4) aufgeteilt. Die verschiedenen Materialien haben je ihren spezifischen Preis.

- G1: Magnetokalorisches Material
 G2: Magnetisches Material
 G3: Magnetisches Hilfsmaterial
 G4: Allgemeines Material.

Wir haben gesehen, dass für verschiedene Frequenzen verschiedene Durchmesser resultieren. Deshalb wird diese Preisabschätzung ebenfalls als Funktion der Frequenz durchgeführt. Es wurden die folgenden Preise zugrunde gelegt:

Magnetokalorisches Material (RM):	125 € / kg	(vergleiche Figuren 43 und 44)
Magnetisches Material (MM):	60 € / kg	(vergleiche Figur 46)
Magnetisches Hilfsmaterial (MH):	45 € / kg	
Allgemeines Material (AM):	10 € / kg	

Tabelle 19: Preise der eingesetzten Materialien einer magnetischen Wärmepumpe der Länge 5 cm, respektive 2 x 2.5 cm als Funktion der Rotationsfrequenz f in Euro.

f (Hz)	m_{RM} (kg)	m_{MM} (kg)	m_{MH} (kg)	m_{AM} (kg)	Preis (€)
	125 €/kg	60 €/kg	45 €/kg	10 €/kg	
1	36.4	14.4	18.3	7.4	6312
2	18.2	10.2	13.1	5.4	3531
3	12,1	8.4	10.8	4.4	2547
4	9.1	7.3	9.4	3.9	2038
5	7.3	6.5	8.5	3.5	1720
6	6.1	5.9	7.8	3.2	1500
7	5.2	5.5	7.2	3.0	1334
8	4.6	5.2	6.8	2.8	1221
9	4.1	4.9	6.5	2.7	1126
10	3.6	4.6	6.1	2.6	1027

Table 20: *Approximativ berechnete Gesamtpreise von magnetischen Wärmepumpen als Funktion der Frequenz f in Euro für eine Produktion geringer Stückzahl*.*

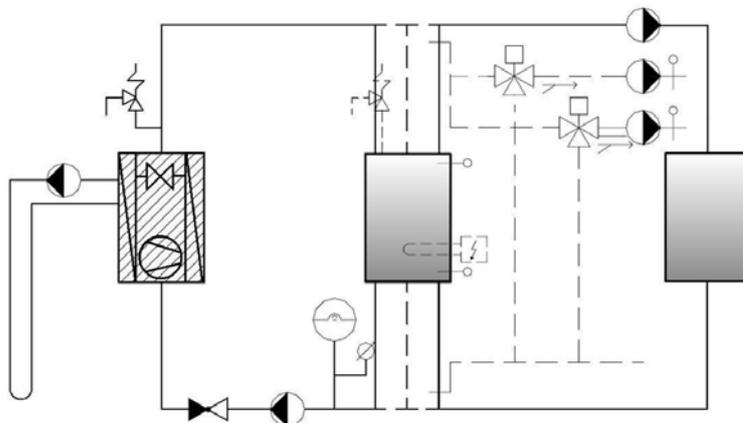
f (Hz)	Material (€)	Motor (€)	Pumpen (€)	Gehäuse Rohre/Div. (€)	MSR Komp. (€)	Arbeit (€)	Herstell- Kosten (€)	Verkaufs- preis (€)
1	6'312	325	1'080	1'450	950	1'600	11'700	15'200
2	3'531	325	1'080	1'400	950	1'550	8'800	11'400
3	2'547	325	1'080	1'350	950	1'500	7'700	10'000
4	2'038	325	1'080	1'300	950	1'450	7'100	9'200
5	1'720	325	1'080	1'250	950	1'400	6'700	8'700
6	1'500	325	1'080	1'200	950	1'350	6'400	8'300
7	1'334	325	1'080	1'150	950	1'300	6'100	7'900
8	1'221	325	1'080	1'100	950	1'250	5'900	7'700
9	1'126	325	1'080	1'050	950	1'200	5'700	7'400
10	1'027	325	1'080	1'000	950	1'150	5'500	7'200

Der Preis für das magnetkalorische Material ist zu tief eingesetzt worden, falls Legierungen, welche Gadolinium enthalten, verwendet werden. Sind es dagegen andere Stoffe, so ist der Preis durchaus angemessen oder sogar hoch eingesetzt worden.

11. VERGLEICH MIT KONVENTIONELLEM SYSTEM

11.1 Systemgrenzen

Um zwei verschiedene Systeme vergleichen zu können, müssen die Systemgrenzen geeignet definiert werden. Es wird nur die Kernanlage, sprich die Wärmepumpe selbst in Betracht gezogen. Die Figur 55 zeigt diese Systemgrenzen am Beispiel einer konventionellen Anlage. Weitere Anlagenteile werden ausgeschlossen; solche könnten ein Boiler, weitere Pumpen, das Heizungssystem mit konvektiven Radiatoren oder Boden-Heizungs-Rohren, usw. sein.



Figur 55: *Prinzipschema einer Wärmepumpenanlage mit Warmwasser-Boiler und „Verbrauchern“. Es werden nur die schraffierten Anlagenteile in die Betrachtung eingeschlossen.*

* Die Preise wurden mit Branchenkennern besprochen und deren Ratschläge berücksichtigt.

11.2 Die konventionelle Wärmepumpe

Es wird eine Sole-Wärmepumpe, welche die folgenden Komponenten enthält, für den Vergleich herangezogen:

- Kompressor (Verdichter)
- Kondensator (Verflüssiger)
- Verdampfer
- Expansionsventil
- Leitungen gefüllt mit dem Kältemittel R407c
- Regelungssystem (MSR-Komponenten).

Die ausgewählte Wärmepumpe hat die in Tabelle 21 beschriebenen Daten, falls sie mit der Sole Tyfocolor betrieben wird. Es handelt sich hier um gemessene Daten.

Tabelle 21: Daten der ausgewählten Gas-Kompressions-Wärmepumpe.

Betriebspunkt	0°C / 35°C
Heizleistung	8.3 kW ⁽¹⁾
Kälteleistung (Umweltwärme)	6.5 kW
Elektrische Aufnahmeleistung	1.8 kW ⁽²⁾
COP (Leistungszahl)	4.6
Abmessungen (Höhe / Breite / Tiefe)	945/600/650 mm
Kompressoren vollhermetisch	1 Stück
Arbeitsmittelfüllung, R407c	2.2 kg
Gewicht	120 kg
Schall-Leistung	50 dBA

(1) Nenn-Heizleistung nach EN 255

(2) Elektrische Nennleistung P_{NT}

(3) Toleranz Leistungswerte 5%.

Im Handel kostet diese Wärmepumpe 6700 Euro.

11.3 Die magnetische Wärmepumpe

Um magnetische Wärmepumpen zu definieren, wurden in den vorausgehenden Kapiteln alle erforderlichen Untersuchungen gemacht. Um uns auf konkrete Beispiele zu beschränken, wählen wir jene die mit $f=1$ Hz und $f=5$ Hz betrieben werden aus.

Die ausgewählten magnetischen Wärmepumpen haben die Daten, welche in der Tabelle 22 gegeben sind. Hier handelt es sich nur um rechnerische Vorhersagen.

Tabelle 22: Daten der beiden ausgewählten magnetischen Wärmepumpen.

Betriebspunkt	0°C / 35°C	0°C / 35°C
Heizleistung	8.0 kW	8.0 kW
Elektrische Aufnahmeleistung	1.63 kW	1.48 kW
COP (Leistungszahl)	4.9 (Figur 38)	5.4 (Figur 38)
Abmessungen (geschätzt)	500/500/1000 mm	750/750/1200 mm
Magnet-Matrizen	10 Stück	10 Stück
Arbeitsmittel (magnetokal. Material)	7.3 kg	36.4 kg
Gewicht (geschätzt)	140 kg	250 kg
Schall-Leistung	Unbedeutend	Unbedeutend

Die Wärmepumpe mit dem tieferen COP-Wert kostet gemäss der Tabelle 20: 8700 Euro. Es ist eine Gewinn-Marge von 30 % eingerechnet worden.

11.4 Vergleich der beiden Wärmepumpen-Arten

Nun werden die erhaltenen Resultate miteinander verglichen (siehe Tabelle 23).

Tabelle 23: Daten im Vergleich der ausgewählten konventionellen mit der magnetischen Wärmepumpen. Der hauptsächliche Vergleich findet zwischen den grünen Spalten statt. Die letzte weiße Spalte ist als zweitrangige Zusatzinformation gedacht.

Wärmepumpe	Konv. WP	Magn. WP 1	Magn. WP 2
Betriebspunkt	0°C / 35°C	0°C / 35°C	0°C / 35°C
Heizleistung	8.3 kW ⁽¹⁾	8.0 kW	8.0 kW
Betriebsfrequenz	-	5 Hz	1Hz
Elektrische Leistung	1.8 kW ⁽²⁾	1.63 kW	1.48 kW
COP (Leistungszahl)	4.6	4.9	5.4
Abmessungen (geschätzt)	945/600/650 mm	500/500/1000 mm	750/750/1200
Zahl Kompressoren/Magnete	1 Stück	10 Stück	10 Stück
Arbeitsmittelfüllung	2.2 kg	7.3 kg	36.4
Gewicht (geschätzt)	120 kg	140 kg	250 kg
Schall-Leistung	50 dBA	Unbedeutend	Unbedeutend
Herstellungspreis	5200 €	6'700 €	11'700 €
Verkaufspreis	6700 €	8'700 €	15'200 €

(4) Nenn-Heizleistung nach EN 255

(5) Elektrische Nennleistung P_{NT}

Die magnetischen Wärmepumpen haben einen etwas höheren *COP*-Wert als die konventionelle Maschine. Es muss aber betont werden, dass es sich bei den konventionellen Wärmepumpen um gemessene Werte handelt und bei der magnetischen nur um theoretisch ermittelte. Hier drängt sich natürlich eine experimentelle Bestätigung der vorhergesagten Werte für die magnetischen Wärmepumpen auf.

Die Kosten einer magnetischen Wärmepumpe werden jene einer konventionellen um etwa dreissig Prozent übersteigen. Will man noch höhere *COP*-Werte erreichen, so wird die Maschine dadurch überproportional teurer.

12. SCHLUSSFOLGERUNGEN

Im Folgenden werden die wichtigsten Schlussfolgerungen dieser Studie aufgelistet:

- 1) Die Temperaturdifferenzen magnetokalorischer Materialien sind immer noch klein und führen zu mehrstufigen Wärmepumpen. Permanentmagnete lassen heute magnetische Induktionen bis zu höchstens 2 T zu. In solchen Feldern ist die maximale adiabatische Temperaturdifferenz bester Legierungen höchstens 7 bis 8 K.
- 2) Die Heizkapazitäten des Materials sind ansprechend gut, sodass vernünftig große Wärmepumpen resultieren. Es kann mit einer „Heizkapazität“ von ungefähr $q=220$ J/kg gerechnet werden.
- 3) Es muss aber darauf geachtet werden, dass die Energieverluste durch ein allfälliges Vorhandensein einer Hysterese gering sind.
- 4) Das Potential für Verbesserungen der Materialien durch Neuentdeckungen (z.B. Super-Paramagnetismus bei Raumtemperatur) und der Steigerung der magnetischen Feldstärke von Permanentmagneten ist als sehr günstig zu beurteilen. Dies wird die magnetische Wärmepumpe in den kommenden Jahren zusehends konkurrenzfähiger machen.
- 5) Da die Materialien beschränkte Arbeitsbereiche haben (mit relativ ausgeprägten Maxima) eignen sich Anwendungen mit nahezu stationären Betriebsbedingungen wesentlich besser als solche mit stark wechselnden. Angewendet auf die magnetische Wärmepumpe heißt das, dass eine mit dem Erdreich gekoppelte Wärmepumpe geeignetere Bedingungen vorfindet als eine Luft-Wärmepumpe, da die Aussenlufttemperatur normalerweise stark fluktuiert.
- 6) Obwohl in dieser Studie keine rigorosen Optimierungen gemacht worden sind, konnten einige Wärmepumpen ausgelegt werden, welche gute *COP*-Werte zeigen und zu vernünftigen Preisen hergestellt werden könnten.
- 7) Die magnetische Wärmepumpe hat das Potential sogar mit heutigen Materialien höhere *COP*-Werte aufzuweisen als eine entsprechende konventionelle Wärmepumpe. Mit größeren Forschungs- und Entwicklungsanstrengungen hat sie das Potential eines Tages wesentlich bessere Resultate zu erreichen.
- 8) Hohe Frequenzen sind sehr interessant, da dies zu kleinen Maschinen führt. Leider sinken mit der Frequenz aber auch die *COP*-Werte.
- 9) Für die patentierte Wärmepumpe, welche dieser Untersuchung zugrunde gelegt worden ist, ist die Restriktion für hohe Frequenzen nicht der Wärmeübergang, sondern die Mitrotations-Leckverlustrate der rotierenden Wärmetauscher.

- 10) Die Studie zeigt klar, dass man teurere magnetische Wärmepumpen mit höheren *COP*-Werten bauen kann oder dann günstigere Maschinen, welche einen kleineren *COP*-Wert aufweisen.
- 11) Die Druckverluste in den porösen Strukturen sind bei hohen Geschwindigkeiten der Fluida groß. Deshalb müssen die Geschwindigkeiten klein gehalten werden. Das heisst, dass sich wellenartige Strukturen mit Längskanälchen besser eignen als Schüttbette.
- 12) Selbst bei gleichem *COP* und vergleichbaren Herstellungskosten hat die magnetische Wärmepumpe den Vorteil, dass sie kein konventionelles Arbeitsmittel enthält...
- 13) ...und zudem lautlos arbeitet.

NOMENKLATUR

Symbol	Grösse	Einheit
A	Fläche	m^2
B	Magnetische Induktion	T or $N A^{-1} m^{-1}$
c	Spezifische Wärmekapazität	$J kg^{-1} K^{-1}$
D	Durchmesser	m
f	Frequenz	Hz
h	Spezifische Enthalpie	$J m^{-3}$
H, H_0	Magnetische Feldstärke	$A m^{-1}$
L	Länge	m
M	Magnetisierung	$A m^{-1}$
M	Moment	$N m$
P	Leistung	W
\dot{q}	Wärmeflussdichte	$W m^{-2}$
Q	Wärme	J
R	Radius	m
s	Spaltbreite	m
S	Entropie	$J K^{-1}$
t	Zeit	s
T	Temperatur	$K, ^\circ C$
v	Geschwindigkeit in axialer Richtung	$m s^{-1}$
V	Volumen	m^3
W	Arbeit	W
z	Axiale Koordinate	m
Greek		
α	Wärmeübergangskoeffizient	$W m^{-2} K^{-1}$
χ	Erhaltungsgrösse	...
δ	Charakteristische Länge	m
η	Wirkungsgrad	-
Λ	Erhaltungsgrösse	...
μ	Dynamische Viskosität	$Pa s$
μ_0	Permeabilität des Vakuums	NA^{-2}
ν	Kinematische Viskosität	$m^2 s^{-1}$

τ	Scherspannung	Pa
ξ	Oberflächenverhältnis	-
ψ	Volumenverhältnis	-
Indices		
<i>ad</i>	Adiabatisch oder isentrop	
<i>c</i>	Kühlung	
<i>dyn</i>	Dynamisch	
<i>F</i>	Fluidum-Bereich	
<i>H</i>	Bei konstantem magnetischem Feld <i>H</i>	
<i>hyd</i>	Hydraulisch	
<i>I</i>	Innere	
<i>kalt</i>	Kalte Seite	
<i>loss</i>	Verlust	
<i>M</i>	Magnet	
<i>mot</i>	Motor	
<i>R</i>	Rotor-Material-Bereich	
<i>R</i>	Reibung	
<i>therm</i>	Thermisch	
<i>warm</i>	Warme Seite	

REFERENZEN

Fremde Referenzen

- [F1] E. Warburg, **Magnetische Untersuchungen über einige Wirkungen der Koerzitivkraft**, Ann. Phys. **13**, pp. 141 –164, 1881.
- [F2] P. Debye, **Einige Bemerkungen zur Magnetisierung bei tiefer Temperatur**, Ann Phys. **81**, pp. 1154 –1160, 1926.
- [F3] G.V. Brown, **Magnetic heat pumping near room temperature**, J. Appl. Phys. **47**, pp. 3673 –3680, 1976.
- [F4] C.B. Zimm, A. Sternberg, A.G. Jastrab , A.M. Boeder, L.M. Lawton, J.J. Chell, **Rotating bed magnetic refrigeration apparatus**. US Patent 6.526.759.4, 2003 (Filed Aug. 2001).
- [F5] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner Jr., **Effect of alloying on the giant magnetocaloric effect of Gd₅(Si₂Ge₂)**, J. Magnetism and Magnetic Materials **167**, pp. 179-184, 1997.
- [F6] V.K. Pecharsky K.A. Gschneidner Jr., **Tunable magnetic regenerator alloys with a giant magnetocaloric effect for magnetic refrigeration from ~ 20 to ~ 290 K**, Applied Physics Letters **70** (24), pp. 3299-3301, 1997.
- [F7] H. Wada, Y. Tamabe, **Giant magnetocaloric effect of MnAs_{1-x}Sb_x**, Appl. Phy. Lett. **79**, No. 20, pp. 3302-3304, 2001.
- [F8] E. Brück, O. Tegus, X.W. Li, F.R. de Boer, K.H.J. Buschow, **Magnetic refrigeration towards room-temperature applications**. Physica B **327**, pp. 431-437, 2003.
- [F9] Th. Strässle, A. Furrer, **Replacing the magnetic field by pressure – the barocaloric effect for magnetic refrigeration**. Proceedings of THERMAG' 05

International Conference and Business Forum of the International Institute of Refrigeration (IIF/IIR) on Magnetic Refrigeration at Room Temperature, 173-178, Montreux, Switzerland, 27-30 September, 2005.

- [F10] A.M. Tishin, Y.I. Spichkin, **The Magnetocaloric Effect and its Applications**, Institute of Physics, Series in Condensed Matter Physics, Institute of Physics Publishing, 2003.
- [F11] B.F. Yu, Q. Gao, B. Zhang, X.Z. Meng, Z. Chen, **Review on research of room temperature magnetic refrigeration**, Int. Journal of Refrigeration **26**, pp.1-15, 2003.
- [F12] <http://www.wondermagnet.com/halbach.htm> (September 2006)
- [F13] <http://clariant.com> (September 2006) oder <http://antifrogen.de> (September 2006)
- [F14] **Taschenbuch für Heizung+Klimatechnik**, Recknagel, Sprenger, Schramek, Oldenbourg-Verlag, München, 68-te Auflage, 97/98, 1997.
- [F15] E. Brück, **Developments in magnetocaloric refrigeration**, Topical review, J. Phys. D, Appl. Phys **38**, pp. 381-391, 2005.
- [F16] R.E. Rosensweig, **Ferrohydrodynamics**, Cambridge University Press, New York, 1985.
- [F17] D. Craik, **Magnetism – Principles and Application**, John Wiley & Sons, Chichester, 1995.
- [F18] V.K. Pecharski, **Advanced magnetocaloric materials**, Invited presentation at the Jubilee XX NMMM (New Magnetic Materials of Microelectronics), Conference, Proceedings, Russian Association of Magnetism, Lomonosov State University, Moscow, 12-16. Juni, All-01, 205.

Eigene Referenzen

- [E1] P.W. Egolf, A. Kitanovski: **Working Party on Magnetic Cooling**, Task description and work plan for a new Working Party of the International Institute of Refrigeration, IIF/IIR,1-18, April 2003.
- [E2] P.W. Egolf, O. Sari, F. Gendre, A. Kitanovski (Organisatoren): **THERMAG'05: International Conference and Business Forum of the International Institute of Refrigeration (IIF/IIR) on Magnetic Refrigeration at Room Temperature**, Proceedings. Montreux, Switzerland, 27-30 September, 2005.
- [E3] A. Sarlah, A. Kitanovski, A. Poredos, P.W. Egolf, O. Sari, F. Gendre, Ch. Besson, **Static and rotating active magnetic regenerators with porous heat exchangers for magnetic cooling**, Special Issue of the Int. J. Refr. (in preparation), 2006.
- [E4] P.W. Egolf, A.Kitanovski, **The Kelvin force and the Liu Force acting on a ferromagnetic material or fluid in a magnetic field and their relations to thermodynamic potentials**, THERMAG'05: International Conference and Business Forum of the International Institute of Refrigeration (IIF/IIR) on Magnetic Refrigeration at Room Temperature, 335- 346, Montreux, Switzerland, 27-30 September, 2005.
- [E5] F. Gendre, P.W. Egolf, O. Sari, **Magnetocaloric effect heat pumps in Switzerland: A feasibility study**, THERMAG'05: International Conference and Business Forum of the International Institute of Refrigeration (IIF/IIR) on Mag-

netic Refrigeration at Room Temperature, 347-355, Montreux, Switzerland, 27-30 September, 2005.

- [E6] A. Kitanovski, P.W. Egolf: **The Thermodynamics of Magnetic Refrigeration**. Review-Artikel, International Journal of Refrigeration **29**, pp. 3-21, 2006.
- [E7] P.W. Egolf, Accubloc – **Regenerativer Wärmeübertrager mit stationären Speichern**, EMPA-Bericht, 1-34 und Anhang, April 1999.
- [E8] P.W. Egolf, R. Furter, B. Frei, **Wärmerückgewinnung durch regenerative Luft/Luft-Wärmeübertrager**, Schlussbericht eines Projekts des Bundesamtes für Energie, Forschungsprogramm: Umgebungs- und Abwärme, Wärme-Kraft-Kopplung (UAW), 1-133 und Anhang, November 1996.
- [E8] C. Palmy, **A new thermo-magnetic wheel**, Eur. J. Phys **27**, 1289-1297, 2006.
- [E9] P.W. Egolf, O. Sari, F. Gendre, **Close-to-Carnot-cycle magnetic refrigerators and heat pumps: Analytical machine design and optimisation**. Invited presentation at the Jubilee XX NMMM (New Magnetic Materials of Microelectronics) Conference, Proceedings, Russian Association of Magnetism, Lomonosov State University, Moscow, 12-16. Juni, All-02, 206-208.

DANKSAGUNGEN

Dank für fachliche und finanzielle Unterstützung gebührt Fabrice Rognon, Thomas Kopp, André Montani und Daniel Gendre. Die letzten drei Personen gaben in der Begleitgruppe des Projekts viele konstruktive Hinweise.