



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

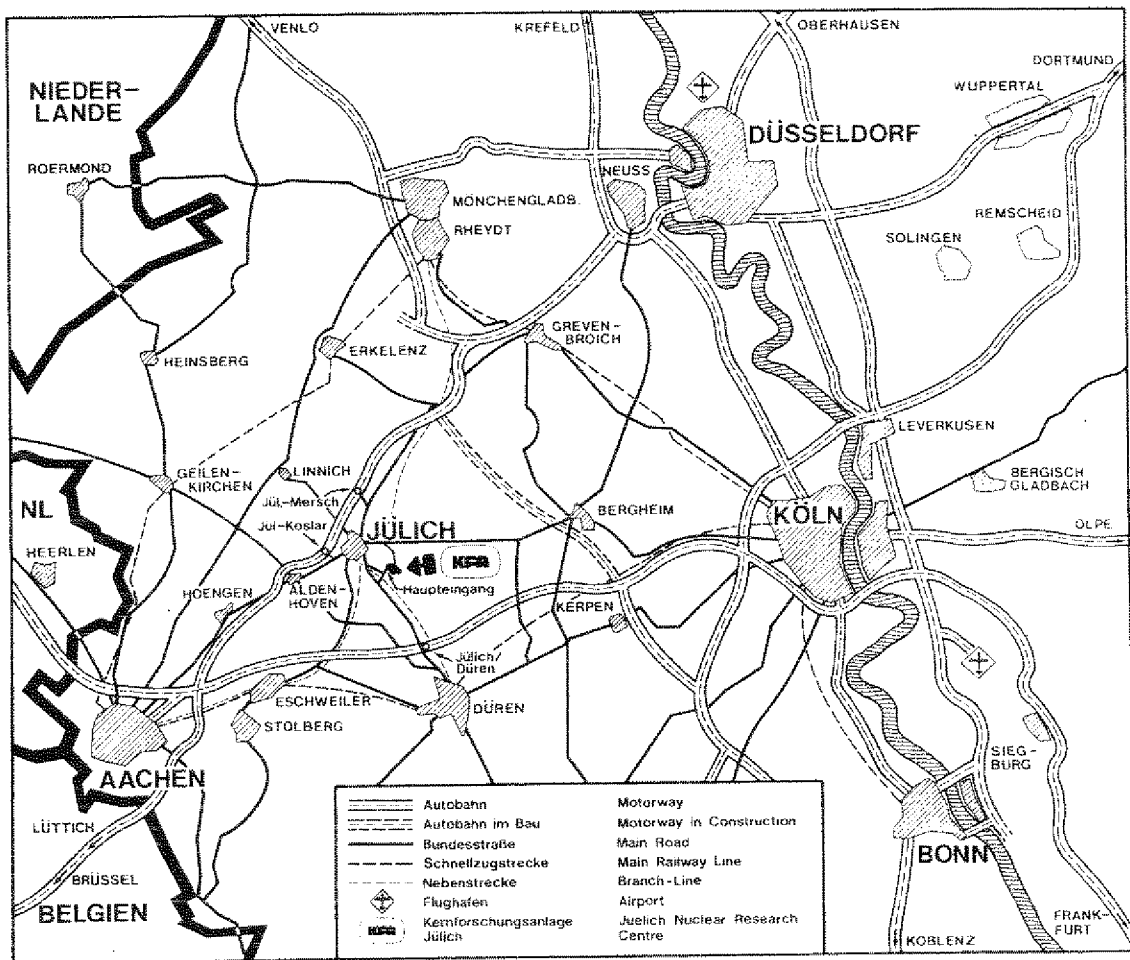
Institut für Reaktorentwicklung

**Entwicklung und Erprobung einer
Experimentieranlage zur Erzeugung solarer
Hochtemperaturwärme (800°C - 1000°C) für
die Untersuchung der Energiespeicherung in
reversiblen thermochemischen Prozessen**

von

R. Uhlemann

Jül - 1700
Januar 1981
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1700

Institut für Reaktorentwicklung JÜI – 1700

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 024 61/610 · Telex: 833 556 kfa d

**Entwicklung und Erprobung einer
Experimentieranlage zur Erzeugung solarer
Hochtemperaturwärme (800°C - 1000°C) für
die Untersuchung der Energiespeicherung in
reversiblen thermochemischen Prozessen**

von

R. Uhlemann

DEVELOPMENT AND TESTING OF AN EXPERIMENTAL FACILITY
FOR THE PRODUCTION OF SOLAR HIGH TEMPERATURE HEAT (800 °C - 1000 °C)
TO INVESTIGATE ENERGY STORAGE
IN REVERSIBLE THERMOCHEMICAL CYCLES

by
R. Uhlemann

ABSTRACT

The theoretical physical conditions for the production of heat at temperatures in the range of 800 °C - 1000 °C with solar energy are presented and a small experimental facility with an output power of 300 - 400 watt for investigating these conditions is described.

Energy storage, which is of special importance for the application of solar energy, is possible in the high temperature range by utilizing the enthalpie of reversible thermochemical processes. As an example of the principle, the operation of a small solar power station using the SO_3 -process for energy storage is explained.

A high thermal efficiency of the solar concentrator-absorber system, which should theoretically approach 80 %, is reached with concentration rates of about 1000. It is possible to use industrially produced unpolished reflectors (parabolic mirrors) as concentrators.

In the experimental part, the experiences with this concentrator-absorber system with regard to the equatorial mounting, sun-tracking and high-temperature-cavity absorber, which is made as calorimeter for the measuring, are reported. The first results are presented for measurements made at the desired temperature level for several parabolic concentrators of different sizes and constructed from different materials. These results include the output power at the temperature level, the collector-absorber efficiency and the relative energy distribution in the focal plane, which was measured by a specially developed foil radiometer.

ENTWICKLUNG UND ERPROBUNG EINER EXPERIMENTIERANLAGE
ZUR ERZEUGUNG SOLARER HOCHTEMPERATURWÄRME (800 °C - 1000 °C)
FÜR DIE UNTERSUCHUNG DER ENERGIESPEICHERUNG
IN REVERSIBLEN THERMOCHEMISCHEN PROZESSEN

von
R. Uhlemann

KURZFASSUNG

Die physikalischen Bedingungen für die Erzeugung von Temperaturen im Bereich von 800 °C - 1000 °C mit solarer Strahlungsenergie werden theoretisch dargestellt und in einer errichteten kleinen Versuchsanlage mit einer Ausgangsleistung von 300 - 400 Watt experimentell untersucht.

Die Energiespeicherung, die für die Anwendung der Sonnenenergie von besonderer Bedeutung ist, kann im Hochtemperaturbereich in der Reaktionsenthalpie reversibler thermochemischer Prozesse erfolgen. Am Beispiel des SO₃-Prozesses wird das Prinzip eines solaren Klein-kraftwerkes mit Energiespeicherung erläutert.

Ein anzustrebender hoher thermischer Wirkungsgrad des solaren Konzentrator-Absorbersystems von theoretisch etwa 80 % ist mit Konzentrationsverhältnissen um 1000 zu erreichen. Als Konzentratoren kommen industriell gefertigte ungeschliffene Parabolspiegel in Betracht.

Im experimentellen Teil der Arbeit wird über die Erfahrungen mit diesem Konzentrator-Absorbersystem bezüglich der äquatorialen Aufstellung, Sonnennachführung und des Hochtemperatur-Hohlraumabsorbers, der für die Meßzwecke als Kalorimeter ausgebildet ist, berichtet. Es werden die ersten Meßergebnisse der Ausgangsleistung auf dem angestrebten Temperaturniveau, des Kollektor-Absorberwirkungsgrades sowie der Energieverteilung in der Brennebene, die mit einem speziell entwickelten Folienradiometer ermittelt wurde, für mehrere parabolische Konzentratoren mit verschiedenen Materialdaten dargestellt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. HOCHTEMPERATURWARME (800° - 1000° C) AUS SONNENENERGIE	3
2.1 Klassifizierung der Sonnenenergie nach Temperaturbereichen und ihre Anwendungen	3
2.2 Thermochemische Prozesse für die Energie- speicherung im Hochtemperaturbereich	6
2.2.1 Allgemeine Kriterien	6
2.2.2 Der SO_3 -Prozeß	8
2.2.3 Einige andere Prozesse	12
2.3 Prinzip für ein solares Kleinkraftwerk mit dem SO_3 -Prozeß	16
3. PHYSIKALISCHES KONZEPT ZUR ERREICHUNG DES HOCHTEMPERATURNIVEAUS (800° C - 1000° C) MIT SOLARER STRAHLUNGSENERGIE	20
3.1 Optik und Thermodynamik des Systems Sonne-Kollektor-Absorber	20
3.1.1 Maximale Strahlungskonzentration eines idealen optischen Systems	20
3.1.2 Absorbertemperatur und Wirkungsgrad als Funktion der Konzentration	26
3.1.3 Ausnutzung der diffusen solaren Strahlung	30
3.2 Das Konzentrationsverhältnis verschiedener Konzentratorformen	31
3.3 Der Parabolspiegel als Sonnenkonzentrator	36
3.3.1 Größe des Sonnenbildes	36
3.3.2 Konzentration und Konzentrationswirkungs- grad	42
3.3.3 Ausgangsleistung eines Parabolspiegels	48
3.3.4 Intensitätsverteilung in der Brennebene und Theorie des Sonnenbildes	50
3.3.5 Anforderungen an den Absorber	58
3.3.6 Optische Daten der verwendeten Konzentratoren	65

4.	AUFBAU DES EXPERIMENTES UND MESSERGEBNISSE	Seite 69
4.1	Mechanik und Instrumentierung der Experimentieranlage	69
4.2	Messung der solaren Einstrahlung mit dem Pyrheliometer (Input des Konzentratoren-Absorbersystems)	74
4.2.1	Atmosphärische Dämpfung der Sonnenstrahlung und Approximation der Meßwerte mit Hilfe Linkescher Trübungsfaktoren	75
4.2.2	Die Zirkumsolarstrahlung und ihr Einfluß auf konzentrierende Sonnenenergie-Systeme	86
4.3	Auslegung des Hohlraumabsorbers und Messung des Absorberoutputs	88
4.4	Ergebnisse der Leistungs- und Temperaturmessungen für die verschiedenen Konzentratoren und Absorber	95
4.5	Direkte Messung der solaren Strahlungsintensitätsverteilung in der fokalen Ebene des Konzentratoren und Diskussion der Ergebnisse	115
5.	FORTFÜHRUNG DES KONZEPTS	129
6.	ZUSAMMENFASSUNG	131
7.	LITERATURVERZEICHNIS	135

1. EINLEITUNG

Heute findet die Erzeugung und Nutzung von solarer Niedertemperaturwärme zunehmende Verbreitung und ist mit einem kleinen, jedoch stetig wachsenden Anteil an der Weltenergieproduktion auf dem Gebiet der Beheizung und Klimatisierung von Häusern sowie der Brauchwassererzeugung vertreten. Hierzu sind Kollektorsysteme ohne oder mit geringer Konzentration ausreichend, wie Flachkollektoren, Trichterkonzentratoren und parabolische Tröge. Solare Wärme im Hochtemperaturbereich bietet deutliche Vorteile, wenn man einen höheren Systemwirkungsgrad und eine größere Palette von Anwendungsmöglichkeiten anstrebt. Es gehören dazu die Wärmekraftanwendung mit Elektrizitätserzeugung bei hohem Wirkungsgrad, die Prozeßwärme, möglicherweise die Wasserstoffproduktion durch Wasserspaltung über thermochemische Kreisprozesse, aber besonders die Aussicht, Energie nahezu verlustfrei zu übertragen und effektiv zu speichern. Für eine sinnvolle Nutzung der Solarenergie ist es essentiell, geeignete Energiespeichermethoden zu entwickeln, die es erlauben, die natürlichen Schwankungen des solaren Energieangebotes, den tages- und jahreszeitlichen Wechsel sowie witterungsbedingte Änderungen, auszugleichen. Die reversible Energiespeicherung in der Reaktionsenthalpie chemischer Verbindungen wird heute als eine geeignete Methode angesehen und bei dem Projekt der Methan-Dampf-Reformierung durch nukleare Hochtemperaturwärme in der KFA schon angewendet /1, 2, 3/. Ein Sonnenkonzentrator mit höherer Konzentration ($C \approx 1000$) und geeignetem Absorbersystem erlaubt es ebenso, die Wärmeenergie in dem gewünschten Temperaturbereich ($800^{\circ}\text{C} - 1000^{\circ}\text{C}$) bereitzustellen.

Für die Solarenergiesysteme werden von T.A.Chubb die reversible Dissoziation von SO_3 /4, 5/ und von P.O.Carden der NH_3 -Prozeß /6/ - beide im Rahmen des Solar-Farm-Konzeptes - vorgeschlagen. Als Modellprozeß, der natürlich durch jeden beliebigen passenden Prozeß substituiert werden kann, soll in den weiteren Betrachtungen die SO_3 -Dissoziation angesehen werden. Man kann vorerst nicht davon ausgehen, daß hochkonzentrierende Systeme, die fast ausschließlich die direkte Komponente der Solarstrahlung aus-

nutzen, in unseren Breiten wirtschaftliche Bedeutung erlangen, jedoch wird in den sonnigen Regionen der Erde die Erzeugung solarer Hochtemperaturwärme bei dezentralen kleinen Kraftwerken und für das Solar-Farm-Konzept, bei dem eine große Anzahl von einzelnen kleineren Parabolkollektoren zu einer Anlage im 100 MW-Bereich zusammengeschaltet sind, als ein Prinzip mit realistischen Zukunftsaussichten angesehen.

Wir haben uns vorgenommen, in einer kleinen und billigen Anlage die Bedingungen für ein effektives Konzentrator-Absorbersystem zu ermitteln, sowie einen Beitrag zur Abschätzung der Probleme - auch im Sinne einiger damit eventuell verbundener ökonomischer Relevanzen - zu geben.

Zusätzlich kam es uns darauf an, auch zur meßtechnischen Charakterisierung der Güte von Spiegelsystemen (Konzentrator-Absorbersystemen) Beiträge zu leisten. Hier haben wir uns bewußt nur auf die Probleme kleiner Systeme beschränkt, die z.B. für den dezentralen Einsatz in entlegenen sonnenreichen Gegenden sinnvoll sein könnten. Es ist insbesondere nicht die Absicht, großtechnische Solaranlagen zu entwerfen und zu beurteilen, die schon anderswo studiert werden und wobei nach unserer Kenntnis bisher die Anwendung der Erzeugung elektrischer Energie im Vordergrund steht. Uns erscheint eine systematische, rein physikalisch-technische Studie als eine notwendige Vorstufe, die auch zur Beurteilung des möglichen wirtschaftlichen Potentials von Hochtemperatur-Sonnenenergieanwendungen dienlich sein kann.

Die hier beschriebenen ersten experimentellen Ergebnisse mit der kleinen Versuchsanlage sollen also nur ein Beitrag zur Klärung der physikalischen Anforderungen sein, die an ein geeignetes solares Kollektor-Absorbersystem in bezug auf die Optik und Thermodynamik zu stellen sind. Danach können in einem weiteren Versuchsprogramm die chemischen Speicherprozesse sowie die mit hohen Temperaturen und aggressiven chemischen Substanzen verbundenen Materialfragen behandelt werden.

2. HOCHTEMPERATURWÄRME (800° - 1000° C) AUS SONNENENERGIE

2.1 Klassifizierung der Sonnenenergie nach Temperaturbereichen und ihre Anwendungen

Die aus der solaren Strahlung erzeugbare thermische Energie kann grob und etwas willkürlich in vier Bereiche eingeteilt werden:

- a) Niedertemperaturwärme : 40° - 150° C
- b) Mitteltemperaturwärme : 150° - 400° C
- c) Hochtemperaturwärme : 400° - 1000° C
- d) Ultrahochtemperaturbereich : 1000° - 3800° C

Während der Niedertemperaturbereich in seinen Anwendungen im wesentlichen auf die Nutzung zur Raumheizung, der Brauchwassererwärmung und in Klimaanlage beschränkt ist, kann man bei höheren Temperaturen an die Elektrizitätserzeugung mit Wärmekraftanwendung denken. Das ist besonders im Hochtemperaturbereich ab etwa 400° C mit hohem Wirkungsgrad möglich.

Die wegen der natürlichen Schwankungen der Solareinstrahlung für eine kontinuierliche Energieabgabe notwendige Energiespeicherung geschieht im Niedertemperaturbereich meistens als sensible Wärme über die Wärmekapazität der verwendeten Stoffe, die bei Wasser den höchsten Wert mit 1 cal/g grd oder $1 \text{ cal/cm}^3 \text{ grd}$ annimmt. Im mittleren Temperaturbereich erfolgt die Speicherung vorwiegend in Festkörperschmelzen unter Ausnutzung der Schmelzwärme von eutektischen Salzmischungen als latente Wärme des Phasenwechsels. Auch hierbei ist der Energieinhalt des Speichermediums mit 4-8 kcal/mol wie im Falle erwärmten Wassers vergleichsweise gering, was die Speicherung von großen Mengen heißen Mediums in flüssigem Zustand notwendig macht. Die Wärmeisolierung der Tanks ist problematisch und kostspielig, so daß wegen der Wärmeverluste eine effektive Langzeitspeicherung der Energie nicht möglich ist.

Im Hochtemperaturbereich lassen sich hoher Carnotwirkungsgrad und effektive Energielangzeitspeicherung miteinander verbinden. Die thermische Energie kann hierbei in der Reaktionsenthalpie chemischer Prozesse gespeichert werden, die nach dem Schema



ablaufen. Die Reaktionsprodukte könnten leicht bei Umgebungstemperatur als Gase, in flüssigem Zustand oder als feste Körper gespeichert werden. Somit treten keine Isolationsprobleme über beliebig lange Speicherzeiten auf. Typische Temperaturen für die Dissoziation sind

$$T_1 \approx 600^\circ - 900^\circ \text{ C} ,$$

wenn die Rückreaktion bei Temperaturen von

$$T_2 \approx 400^\circ - 500^\circ \text{ C}$$

bei Freisetzung der gespeicherten Energie erfolgen soll. Bei T_2 ist beispielsweise die Erzeugung hochwertigen Dampfes für den Antrieb einer Turbine möglich.

Daneben besteht im Hochtemperaturbereich die Möglichkeit der Wasserstoffproduktion über thermochemische Kreisprozesse. Wasserstoff stellt einen idealen Energieträger mit hohem Energieinhalt dar, die Speicherung in gasförmiger oder flüssiger Form ist aber wegen der hohen Diffusionsrate und sehr tiefen Siedetemperatur sowie der Explosionsgefahr bei Vermischung mit Luftsauerstoff mit Problemen behaftet. Ein Ausweg könnte die Speicherung von Wasserstoff in Metallhydriden darstellen.

In den Bereich der ultrahohen Temperaturen gehören die solarthermischen Energiewandler und die Sonnenöfen. Thermische Energiewandler wurden für den Weltraumeinsatz vorgeschlagen und entwickelt /7, 8/. Als Vorzug dieser Systeme gilt, daß sie keine flüssigen oder dampfförmigen Arbeitsmedien und auch keine beweglichen, wartungsintensiven Teile bei der Direkt-Umwandlung von Sonnen- in elektrische Energie benötigen.

Bisher waren Arbeitstemperaturen von 1600° - 1700° C üblich, weshalb Parabolkonzentratoren hoher optischer Genauigkeit verwendet werden mußten. Bei niedrigen Wirkungsgraden von wenigen Prozent waren die Systeme jedoch zu aufwendig und wenig zuverlässig, um sich gegen die Konkurrenz der Solarzellen durchsetzen zu können. Nach neueren Entwicklungen, bei denen die Arbeitstemperaturen auf 1200° - 1300° C gesenkt und der Wirkungsgrad auf etwa 15% gesteigert werden konnte, könnten solarthermische Energiewandler auch für terrestrische Anwendung an Attraktivität gewinnen /9, 10/. Temperaturen über 2000° C sind in Sonnenöfen überwiegend für wissenschaftliche Zwecke und die Erforschung feuerfester Materialien erzeugt worden. Diese Anlagen bestehen aus parabolischen Konzentratoren, die wegen der hohen Genauigkeit des optischen Systems technisch aufwendig und kostspielig sind.

Die Vorteile für die Materialforschung bestehen darin, daß das Aufheizen und Abkühlen der Materialproben in sehr kurzen Zeiten möglich ist, beispielsweise werden 2500° C in 10 sec erreicht /11, 12/. Bis zu höchsten Temperaturen können die Proben ohne Verunreinigung durch Schmelztiegel- oder Elektrodenmaterialien untersucht werden. Die Emissionsspektren können ohne Störung durch elektrische und magnetische Felder, Gase oder Dämpfe beobachtet werden, die durch den Brennfleck begrenzte Schmelzzone ist nur von dem Probenmaterial selbst und einem beliebig wählbaren Arbeitsgas umgeben.

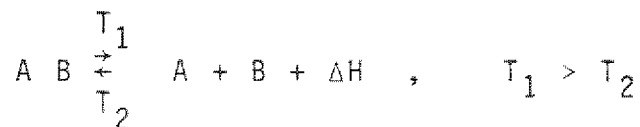
Es sind Systeme von wenigen Metern Durchmesser im KW-Bereich bis zur 1000 KW-Großanlage auf dem Mountlouis in Odeillo gebaut worden. Hierbei wird die von einem der Sonne nachgeführten Feld aus ebenen Heliostaten gesammelte Strahlungsenergie von 1,8 MW auf einen parabolischen Konzentrator von 54 x 40 m reflektiert, der einen Brennfleck von 30 cm Durchmesser und Temperaturen bis 3800° C erzeugt /13, 14/. Mit solchen Anlagen ist es auch möglich, über die direkte thermische Wasserspaltung, die bei Temperaturen von 2500° C und darüber beginnt, Wasserstoff zu erzeugen. Praktisch ist diese Methode jedoch wegen des hohen technischen Aufwandes für die Energieerzeugung ohne Bedeutung.

Man sieht, die Strahlungsenergie der Sonne ist eine Energieform hoher Qualität, mit der der gesamte Temperaturbereich, der für die Energieerzeugung und -speicherung interessant ist, abgedeckt wird. Probleme dieser Energieform sind vorwiegend in ihrer Quantität begründet, die durch eine vergleichsweise geringe Primärenergiedichte von 1 KW/m^2 - was ihre Konzentration erforderlich macht - und eine wechselnde zeitliche Verfügbarkeit gemäß den klimatischen Verhältnissen gekennzeichnet ist.

2.2 Thermochemische Prozesse für die Energiespeicherung im Hochtemperaturbereich

2.2.1 Allgemeine Kriterien

Die von einem Hochtemperaturkollektor gesammelte Sonnenenergie kann in der Reaktionsenthalpie eines chemischen Prozesses nach dem Schema, das in Gl. (1) angedeutet ist, gespeichert werden



Es handelt sich um chemische Gleichgewichtsreaktionen, wobei die Verbindung AB thermisch bei der Temperatur T_1 in ihre Bestandteile A und B dissoziiert. In dieser Richtung verläuft die Reaktion endotherm. Die gespeicherte Reaktionsenthalpie kann durch die Umkehrung der Reaktion, die bei der niedrigeren Temperatur T_2 exotherm verläuft, zurückgewonnen werden. Die damit wiederhergestellte Ausgangsverbindung AB steht dann zu einem erneuten Energielade- und Entladezyklus zur Verfügung.

Zwei wichtige Parameter einer solchen Reaktion, mit deren Hilfe sich ihre Brauchbarkeit für die Energiespeicherung abschätzen läßt, sind die "Umwandlungstemperatur" T^* und die "Speicherkapazität" $\Delta H^0/\bar{V}$. Die Umwandlungstemperatur T^* ist definiert als die Temperatur, bei der die Gleichgewichtskonstante K der Reaktion gerade eins ist und ergibt sich mit den thermodynamischen Beziehungen (2) und (3) in Gl. (4) zu

$$\Delta G^0 = \Delta H^0 - T \cdot \Delta S^0 \quad (2)$$

$$\Delta G^0 = -RT \ln K \quad (3)$$

$$T^* = \frac{\Delta H^0}{\Delta S^0}, \text{ mit } K = 1 \text{ und } \Delta C_p = 0 \quad (4)$$

Für kleine Drucke bei Gasreaktionen in Gl. (1) können die beteiligten Gase als ideal angesehen werden, und in der freien Enthalpie ΔG kann K durch K_p , das die Partialdrucke enthält, ersetzt werden. ΔH^0 und ΔS^0 in Gl. (4) sind die Enthalpie und Entropie der Reaktion bei 298^0 K . Die Näherung mit $\Delta C_p = 0$ gilt als gute Näherung für eine Abschätzung von T^* . Für unsere Anwendung sollte die Umwandlungstemperatur in dem Bereich

$$500^0 \text{ C} < T^* < 1000^0 \text{ C}$$

liegen. Das bedeutet, daß für Temperaturen $T_1 > T^*$ die Gleichgewichtskonstante $K > 1$ wird, die Reaktion also auf die rechte Seite von Gl. (1) verlagert wird. Dies kann unter Energieaufnahme im Absorber eines Hochtemperatursonnenkonzentrators bei dessen Arbeitstemperatur geschehen ($T_1 = 800^0 - 1000^0 \text{ C}$). Für Temperaturen $T_2 < T^*$ wird $K < 1$, womit das Gleichgewicht auf der linken Seite der Reaktionsgleichung liegt. Dabei gehen die Komponenten A und B die exotherme Rekombination in einem vom solaren Konzentrador-Absorbersystem entfernten Reformierungsofen bei T_2 unter Energieabgabe ein ($T_2 \leq 500^0 \text{ C}$).

Der zweite wichtige Parameter ist die Speicherkapazität einer chemischen Reaktion, für die der Ausdruck $\Delta H^0/\bar{V}$, der maximal sein soll, als Maß gelten kann. $\bar{V}$ ist das molare Volumen der Produkte, das möglichst klein sein soll, um das Speichervolumen gering zu halten. Hierbei sind Reaktionen, bei denen die Reaktionsprodukte leicht zu verflüssigen sind, im Vorteil.

Wentworth and Chen /15/ nennen 10 Kriterien, die bei der Auswahl chemischer Reaktionen für solare Energiespeicherung zu

beachten sind. Von diesen sind die Forderung nach hoher Speicherfähigkeit bei hohem Temperaturrückgewinnungsniveau, die Anwendungsmöglichkeit reversibler Reaktionen in Kreisprozessen ohne Nebenreaktionen sowie generelle Einfachheit in der Prozeßführung, d.h. insbesondere kein Phasenwechsel während der Reaktion, als vorrangig zu betrachten.

In Tabelle I (s.S. 11) sind einige chemische Reaktionen aufgeführt. Zu unterscheiden ist zwischen den katalysierten Reaktionen und den nichtkatalysierten Reaktionen. Ein katalysierter Prozeß läuft nur in Gegenwart eines geeigneten Katalysators ab, was es erlaubt, die Reaktionsprodukte einfach in Abwesenheit des Katalysators bis zur späteren Verwendung gemeinsam zu speichern. Bei nichtkatalysierten Reaktionen erfolgt die Rückreaktion spontan bei Absinken der Temperatur. Damit ist eine nicht immer einfache Trennung der Reaktionsprodukte bei Austritt aus der Reaktionszone für die Hinreaktion, hier also dem Absorber eines Hochtemperaturkollektor-Absorbersystems, notwendig.

2.2.2 Der SO_3 -Prozeß

Eine konkrete Anwendung reversibler chemischer Systeme ist die Sammlung von Sonnenenergie von weitverteilten Sonnenspiegeln (Solar-Farm). Das Solchem-Konzept von T.A. Chubb /4, 5/ sieht zahlreiche Parabolspiegel mit kurzer Brennweite vor, in jedem Brennpunkt ist ein kleiner Reaktor, in dem die endotherme Reaktion abläuft. Die Dissoziationsprodukte werden gesammelt und in einem großen exothermen Reaktor zur Reaktion gebracht. Hier kann Dampf, mit dem eine Kraftwerksturbine angetrieben wird, oder Prozeßwärme für industrielle Zwecke erzeugt werden. Auf diese Weise werden Wärmeverluste auf dem Wege zwischen den Spiegeln und dem eigentlichen Kraftwerk vermieden, die bei Anwendung von Dampf oder Heißgas als Wärmeübertragungsmedium zu erwarten wären. Wie Tabelle I zeigt, ist die SO_3 -Reaktion, die hier im weiteren als Modellprozeß betrachtet werden soll, in bezug auf Umwandlungstemperatur T^* und Speicherkapazität im Vergleich mit zahlreichen anderen in der Literatur /16/ genannten ein sehr günstiger Kandidat. In dem Konzept von Chubb wird der SO_3 -Prozeß allein zum Wärmetransport verwendet, für die Energiespeicherung ist ein Latentwärmespeicher mit einer eutektischen

Salzmischung vorgesehen. Da die Reaktion nur in Gegenwart eines Katalysators abläuft und das Reaktionsprodukt SO_2 leicht zu verflüssigen ist, könnte eine verlustfreiere Langzeitspeicherung durch Aufbewahrung von SO_2 in kalten Flüssigkeitstanks erreicht werden. Der Sauerstoff müßte dann als Druckgas gelagert werden, jedoch besteht auch die Möglichkeit, vom geschlossenen Kreislauf zu einem offenen Kreislauf mit Luft überzugehen, wobei die O_2 -Speicherung ganz entfällt. Wärmetauscher und Reaktor müssen in diesem Falle größer ausgelegt werden, weil der Stickstoff als Ballast mit genommen wird.

In Abb. 1 ist der Dissoziationsgrad von SO_3 und zum Vergleich von NH_3 und Methan-Dampf als Funktion der Temperatur mit dem Druck als Parameter angegeben.

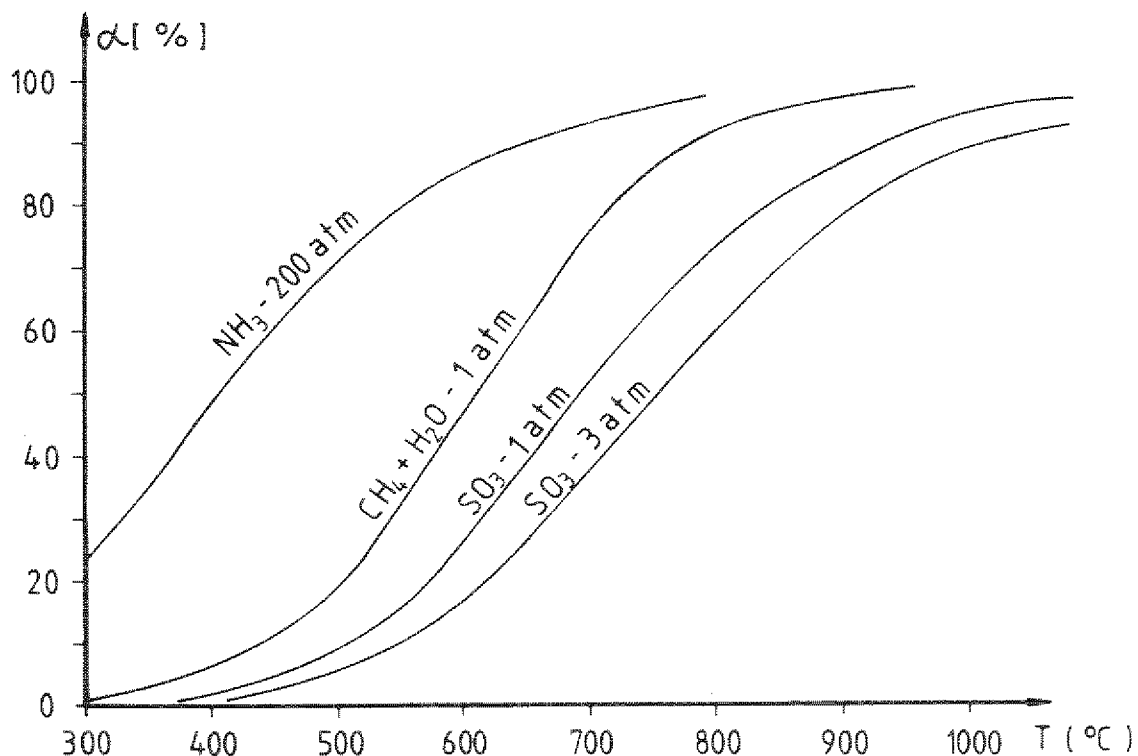


Abb. 1: Dissoziationsgrad α als Funktion der Temperatur T bei thermischem Gleichgewicht und konstantem Gesamtdruck für verschiedene Arbeits- und Speichermedien

Bei Gasreaktionen ist es von Bedeutung, ob die Reaktion mit einer Änderung der Gesamtzahl von Molekülen verbunden ist oder nicht. Falls sich die Zahl der Moleküle und damit auch das Volumen ändert, kann die Lage des Gleichgewichts in Gl. (1) außer durch Temperatur- auch durch Druckänderung in die gewünschte Richtung verschoben werden. Bei den drei Reaktionsbeispielen in Abb. 1 erhöht sich jeweils die Zahl der Moleküle ("Molzahl") bei der Dissoziation bzw. vermindert sich in umgekehrter Richtung. Das "Prinzip des kleinsten Zwanges" von Le Chatelier und Braun verlangt dann, daß sich bei Erhöhung des Druckes und konstanter Temperatur das Gleichgewicht zugunsten der Reaktanten auf die linke Seite verschiebt. Das ist in Abb. 1 bei Schwefeltrioxid für Gesamtdrucke von 1 atm und 3 atm angedeutet, bei dem die Dissoziationsgrenzen sehr günstig im angestrebten Temperaturbereich von 500° - 1000° C liegen. Der theoretische Dissoziationsgrad, zu berechnen nach /17/, beträgt bei 1000° C und 1 atm 95% SO_2 und O_2 , bei 500° C ergeben sich 91% SO_3 -Ausbeute bei 1 atm und 95% SO_3 bei 3 atm für die endotherme Rückreaktion. Die Reaktionskammer für die Rückgewinnung der Wärme kann deshalb mit Vorteil bei höheren Drucken betrieben werden, während die SO_3 -Spaltung im Brennpunkt des Sonnenspiegels und der "kalte" Transport zum Kraftwerk besser bei niedrigem Druck um 1 atm geschieht, womit sich die technischen Anforderungen an die Dissoziationskammer und das Rohrleitungssystem verringern.

Eine erste Serie von Versuchen zur SO_3 -Dissoziation bei der Ontario Research Foundation /18/ haben ermutigende Resultate erbracht. Mit einer elektrisch aufgeheizten Reaktionskammer und H_2PtCl_6 als Katalysator wurden experimentelle Konversionsraten des SO_3 in SO_2 und O_2 von 50% bei 800° C, 80% bei 900° C und 95% bei 1000° C gemessen. Die Werte gelten für einen 150 cm langen Reaktionsweg in einem mit 10% Katalysator beschichtetem Konvertersystem und einer Flußrate von $1200 \text{ cm}^3/\text{min}$. Das verwendete Keramikmaterial widerstand wechselnden thermischen Belastungen und dem 600° - 1000° C heißen SO_3 -Gas während 40 Stunden ohne erkennbare Beschädigungen.

Für eine großtechnische Anwendung gehören zu den Vorteilen des SO_3 -Prozesses, der in /5/ mit dem Methan-Dampf-Prozeß verglichen wird, niedrige Arbeitsdrücke von wenigen bar und Temperaturen von ca. 95°C im Rohrleitungssystem der Anlage, die Korrosivität und hohe Toxizität zu den Nachteilen.

Tabelle I: Chemische Speicherreaktionen

Reaktion $\xrightleftharpoons[\text{exotherm}]{\text{endotherm}}$	T^* $[^\circ\text{C}]$	$\frac{\Delta H}{\bar{V}}$ $\left[\frac{\text{kcal}}{\text{T}}\right]$	Speicherbedin- gungen der Pro- dukte
<u>katalysierte Reaktionen:</u>			
$\text{CH}_4(\text{g}) + \text{H}_2\text{O}(\text{g}) \rightleftharpoons \text{CO}(\text{g}) + 3\text{H}_2(\text{g})$	687	50	als Gase bei 100 atm, 25°C
$2\text{NH}_3(\text{g}) \rightleftharpoons \text{N}_2(\text{g}) + 3\text{H}_2(\text{g})$	193	32	als Gase bei 150 atm
$\text{SO}_3(\text{g}) \rightleftharpoons \text{SO}_2(\text{g}) + \frac{1}{2}\text{O}_2(\text{g})$	767	110	SO_2 flüssig, $\frac{1}{2}\text{O}_2$ gasförmig bei 100 atm, 25°C
$\text{H}_2\text{O}(\text{g}) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{g}) + \frac{1}{2}\text{O}_2(\text{g})$	5180	240	nur $\text{H}_2(\text{g})$ bei 100 atm und 25°C
<u>nicht-katalysierte Reaktionen:</u>			
$\text{NH}_4\text{HSO}_4(\text{fl}) \rightleftharpoons \text{NH}_3(\text{g}) + \text{H}_2\text{O}(\text{g}) + \text{SO}_3(\text{g})$	467	740	Produkte als Flüs- sigkeiten gespei- chert
$\text{Ca}(\text{OH})_2(\text{fl}) \rightleftharpoons \text{CaO}(\text{f}) + \text{H}_2\text{O}(\text{g})$	479	470	H_2O als Flüssig- keit gespeichert

2.2.3 Einige andere Prozesse

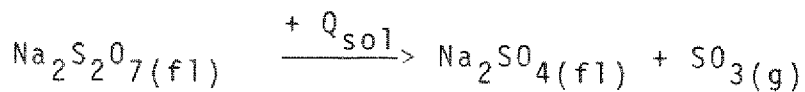
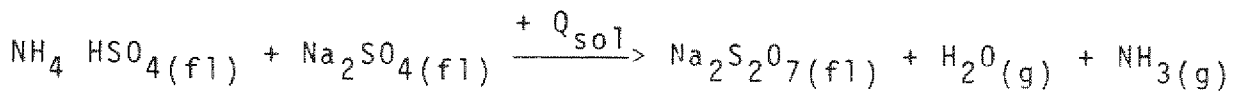
Der erste Prozeß in Tabelle I, die reversible Methanisierung/Reformierung, wurde als chemisches Wärmerohr im Rahmen des NFE-Projektes der KFA-Jülich vorgeschlagen /1, 2, 3/.

Die Umwandlungstemperatur T^* des Systems liegt zwar in dem vorher genannten angestrebten Bereich, jedoch fällt die Volumenspeicherkapazität etwas gering aus, weil die Reaktionsprodukte zur Langzeitspeicherung als Druckgase gespeichert werden müßten. Als Transportmedium mit einem Leitungsdruck von ca. 50 atm für Wärme in chemisch gebundener Form zu einem fernen Verbraucher erlaubt es jedoch, in Abhängigkeit von der Größe des Transportsystems, in dessen Rohrleitungssystem eine Speicherung von maximal einigen Tagesproduktionen.

Das Ammoniak-Dissoziationssystem wurde von Carden /6/ als chemisches Wärmerohr zur Sammlung von Energie von verteilten Parabolspiegeln vorgeschlagen. Neben dem voraussichtlich hohen Arbeitsdruck von ca. 300 atm hat es als chemischer Wärmespeicher ebenfalls den Nachteil, daß im geladenen Zustand alle Reaktionsteilnehmer als komprimierte Gase gelagert werden müssen. Der hohe Arbeitsdruck verlegt zwar die Umwandlungstemperatur in den gewünschten Bereich von ca. 500°C , könnte jedoch in einem langen Rohrleitungssystem zur Sicherheits- und Wasserstoffdiffusionsproblemen führen.

Eine vielversprechende Reaktion, die in die Kategorie der nicht-katalysierten Reaktionen gehört (s.Tab. I), ist die Dissoziation von Ammoniumbisulfat. Die Umwandlungstemperatur von 467°C liegt nur geringfügig außerhalb des angestrebten Bereichs von 500°C - 1000°C . Die Speicherkapazität von 740 kcal/l ist hoch. Im geladenen Zustand können alle Chemikalien als Flüssigkeiten gelagert werden. Ammoniumbisulfat ist bei Zimmertemperatur zwar fest, aber der Schmelzpunkt ist so niedrig (147°C), daß es leicht in flüssigem Zustand gespeichert werden kann, bis genügend solare Energie zur Verfügung steht, um es wieder zu dissoziieren.

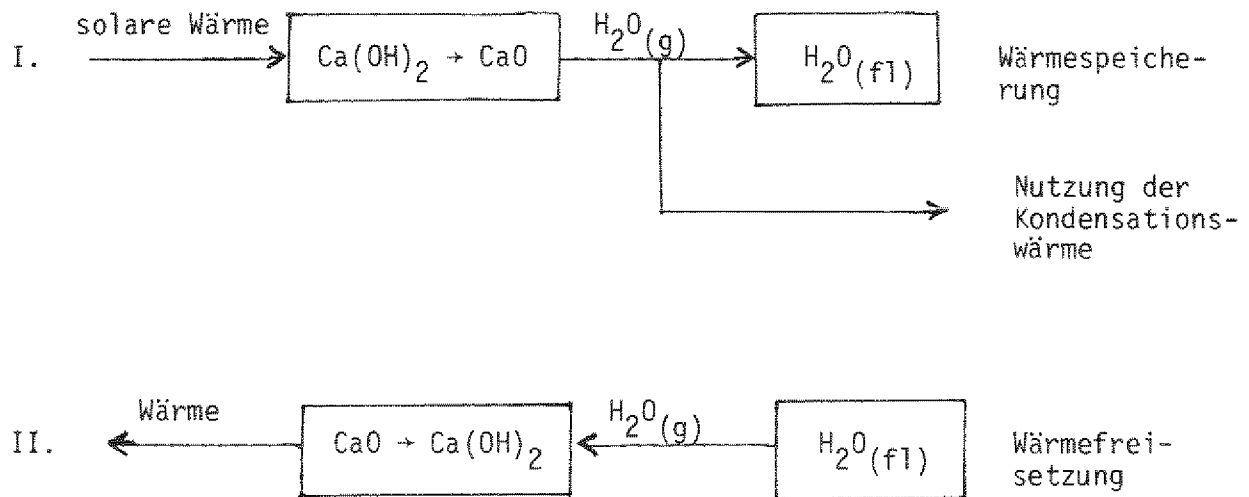
Um die notwendige Trennung der Reaktionsprodukte nach der Dissoziation auszuführen, kann der Reaktion Natriumsulfat als "Trägersubstanz" zugefügt werden. Das gasförmige SO_3 wird damit in einem Zwischenschritt in flüssiges Natriumpyrosulfat überführt und so von den anderen gasförmigen Reaktionsprodukten NH_3 und H_2O getrennt. Anschließend wird es wieder thermisch zersetzt, das SO_3 flüssig gespeichert und das Natriumsulfat in den Zyklus zurückgeführt:



Erste Abschätzungen über die Durchführbarkeit dieses dreistufigen Prozesses mit Elektrizitätserzeugung sind bereits gemacht worden und führen auf einen thermischen Wirkungsgrad von ca. 62% und einen Gesamtwirkungsgrad von ca. 34% /19/. Die Hauptprobleme liegen in dem Bau geeigneter Reaktoren, die anderen Probleme des Kreisprozesses werden für ingenieurmäßig lösbar gehalten.

Als Beispiel für ein System mit Feststoffen ist die reversible Hydroxidbildung von Calciumoxid in Tab. 1 angeführt. Gebrannter Kalk gibt bekanntlich beim Löschen Wärme ab, über die Reversibilität der Reaktion war jedoch bisher wenig berichtet worden. In Laborexperimenten zeigte sich, daß das $\text{Ca}(\text{OH})_2/\text{CaO}$ -System bei der Gleichgewichtstemperatur schnell mit Wasserdampf hydriert. Mehrere hundert Reaktionszyklen wurden bei $450^\circ - 500^\circ\text{C}$ durch einfaches Steigern des Dampfdruckes von 0,03 atm für die Dehydration auf 2 atm für die Hydratation ausgeführt. Hierbei blieb die Reversibilität der Reaktion mit 95% über die zahlreichen Zyklen konstant, jedoch verdoppelte sich die Reaktionszeit für einen vollständigen Zyklus von 45 min auf 1 1/2 Stunden /20/.

Das Reaktionsschema gliedert sich in zwei Schritte:

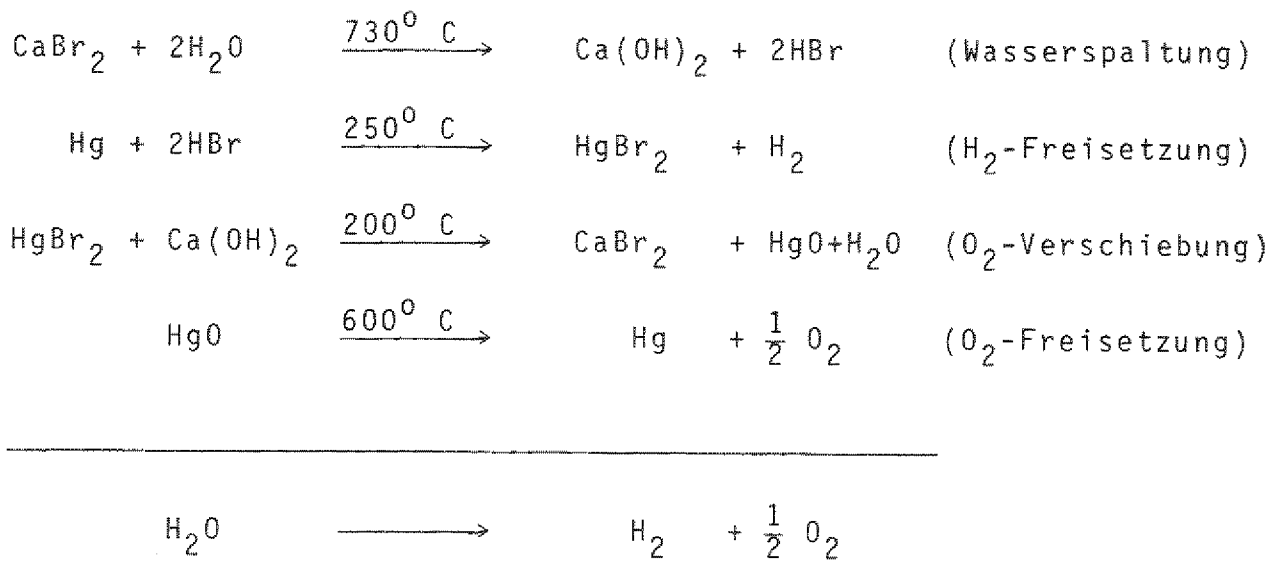


Temperaturniveau, Speicherkapazität und Reversibilität des Calciumhydroxid-Prozesses sind attraktiv; um in dem Speicherprozeß Wärmeverluste zu verhindern, muß jedoch noch die Kondensationswärme des Dampfes, da sie ein Drittel der Gesamtwärme ausmacht, genutzt werden. Der Dampf fällt mit der Austreibung des Wassers aus dem Hydroxid bei niedrigem Druck an und müßte gleichzeitig mit der Speicherung des entstehenden Calciumoxids einem Verbrauchersystem mit etwa 100°C Wärmebedarf (tagsüber) zugeführt und anschließend als Wasser gespeichert werden.

Reaktionen mit Feststoffen, die meist als Granulat oder Pulver vorliegen, eignen sich nicht als Wärmetransportmittel, um die Energie von weitverteilten Parabolspiegeln zu sammeln. Eher erscheinen sie als saisonaler Speicher mit engbenachbarter Reaktionskammer geeignet, so daß die Beförderungswege für den Feststoff kurz sind. Dessen Handhabung ist mit konventioneller Technologie möglich, Fortschritte müssen auch hier bei der Entwicklung geeigneter Reaktionskammern erreicht werden.

Zum Vergleich ist in Tabelle I die thermische Dissoziation von Wasserdampf in Wasserstoff und Sauerstoff angeführt. Dem hohen Energieinhalt und der Speicherkapazität der Reaktion stehen extrem hohe Temperaturen bei der Direktumwandlung gegenüber.

Ein nennenswerter Anteil an Wasserstoff wird erst oberhalb von ca. 2800°C erzeugt. Einen Ausweg stellen die thermochemischen Kreisprozesse dar, mit denen unter Verzicht auf einen hohen Wirkungsgrad die Wasserspaltung auch bei niedrigeren Temperaturen erreicht wird. In den von uns angestrebten Temperaturbereich von 800°C - 1000°C fallen eine Reihe dieser mehrstufigen Prozesse. Als Beispiel ist der "Mark 1"-Prozeß von de Beni und Marchetti /21/ angeführt, der vom Standpunkt eines hohen thermischen Wirkungsgrades einer der günstigsten ist:



Hierbei werden die anfangs eingesetzten Chemikalien nur untereinander umgewandelt und stehen nach einem Zyklus wieder in Form der Ausgangsverbindungen zur Verfügung. Es muß nur Wasser, Wärme und Arbeit dem Kreisprozeß zugeführt werden, wobei Wasserstoff und Sauerstoff freigesetzt werden, die Restwärme bleibt auf niedrigerem Temperaturniveau zurück. In Laborexperimenten wurden für den "Mark 1"-Prozeß thermische Wirkungsgrade zwischen 50 - 60% ermittelt. Eine Schwierigkeit für die Prozeßführung ist der Umstand, daß es sich bei allen diesen Prozessen, von denen in /22/ weitere genannt sind, um Mehrstufenzyklen handelt. Außerdem benötigt meist jede Stufe des Prozesses eine verschiedene Reaktionstemperatur, und die eingesetzten Chemikalien sind nicht selten von hoher Giftigkeit. Wasserstoff ist wegen der geringen Dichte als komprimiertes Gas weniger gut als Speichermedium geeignet.

Eine Verflüssigung ist wegen der tiefen kritischen Temperatur von -240°C mit hohem Energieaufwand verbunden. Mit höherer Dichte kann Wasserstoff als Metallhydrid gespeichert werden. Die bei der Hydrid-Speicherung vom Wasserstoff abgegebene bzw. aufzunehmende Wärme arbeitet jedoch dem Wärmespeicherungszyklus entgegen, d.h. Wärme wird abgegeben, wenn Wasserstoff gespeichert werden soll, und umgekehrt braucht man Wärme, um den Speicherdruck aufrechtzuerhalten während Wasserstoff entnommen wird.

Den Problemen bei der Erzeugung und Speicherung von Wasserstoff stehen die Vorteile einer sehr vielseitigen Verwendbarkeit gegenüber. Als Ferngas zur Verteilung der Energie wäre er mancher anderen Alternative vorzuziehen, weil das Gas am Verbrauchsort in verschiedenen industriellen und privaten Bereichen eingesetzt werden kann, wie Direktheizung, Verbrennungskraftmaschine für Autos, Gasturbine, chemische Synthese und Brennstoffzelle.

2.3 Prinzip für ein solares Kleinkraftwerk mit dem SO_3 -Prozeß

In Abb. 2 ist das Prinzip für ein Kleinkraftwerk auf der Basis des SO_3 -Prozesses mit Energiespeicherung grob skizziert. Das SO_3 -Gas tritt in den Absorber ein, der sich im Brennpunkt eines Rotationsparaboloides befindet. Es wird dort bei etwa 800°C in SO_2 und Sauerstoff gespalten und kann nach Passieren eines Wärmetauschers, der das eintretende SO_3 auf ca. 600°C vorwärmt, bei ca. 100°C einem Kompressor zugeführt werden, wo eine Verdichtung auf ca. 40 atm erfolgt. Von dort wird der eine Teil des Gasgemisches einer Reformierungskammer zugeführt, wo bei ca. 500°C in Gegenwart eines Katalysators die Rückreaktion unter Freisetzung der Reaktionsenthalpie erfolgt. Der hohe Druck steigert dabei die Ausbeute der Rückreaktion. Das Gasgemisch, in dem das SO_3 stark überwiegt, kann nun bei ca. 40 atm und 500°C einer noch zu entwickelnden SO_3 -Turbine zugeleitet werden, wo Elektrizität erzeugt wird. Von hier wird das auf ca. 1 atm entspannte und auf 100°C abgekühlte SO_3 -Gas wieder erneut dem Sonnenkollektorsystem zur Energieaufnahme zugeleitet. Ein anderer Teil des SO_2 - O_2 -Gemisches kann vor der Reformierung,

wie angedeutet, abgezweigt, das SO_2 zur Speicherung leicht verflüssigt und einem Speichertank zugeführt werden. Der zurückbleibende Sauerstoff kann an die Luft entlassen werden. Die dabei freiwerdende Kondensationswärme Q des SO_2 wird zur Verdampfung von festem oder flüssigem SO_3 , das sich in einem Tank befindet, ausgenutzt, um das durch die Speicherung entstehende Defizit an SO_3 im Gesamtkreislauf auszugleichen. Das ist das Arbeitsschema für Tagbetrieb bei direkter Sonneneinstrahlung. Bei Nachtbetrieb oder Bewölkung wird die unterbrochene SO_2 -Produktion im Konzentrator-Absorbersystem ersetzt durch Verdampfen des flüssigen SO_2 in dem Speichertank. Es gelangt dann unter Zufuhr von Luft, die zuvor den Kompressor passiert hat, in die Reformierungskammer. Das aus der Turbine austretende SO_3 wird einem zweiten Speichertank zugeführt und verflüssigt oder verfestigt, wobei die freiwerdende Kondensationswärme zum Verdampfen des SO_2 genutzt werden kann.

Die in der Reformierungskammer freiwerdende Energie kann auch anstatt direkt in einer SO_3 -Turbine, zur Erzeugung von Dampf bei 500°C , der eine herkömmliche Dampfturbine zur Elektrizitätserzeugung treibt, genutzt werden (Abb. 3). Dabei würde ein Kompressor lediglich zur SO_2 -Verflüssigung benötigt. Der gesamte SO_3 -Kreisprozeß kann dann im Niederdruckbereich von ca. 1-5 atm geführt werden.

Hierbei handelt es sich nur um abgeschätzte Angaben, um das Prinzip darzustellen. Eine konkrete Anlage wird z.Zt. bezüglich der Arbeitsparameter und Systemkomponenten optimiert /23/.

Das Kraftwerk läßt sich anstatt mit einem offenen Kreislauf auch mit einem geschlossenen Kreislauf, bei dem zusätzlich der entstehende Sauerstoff zu speichern wäre, betreiben. Die physikalischen Daten in Tabelle II zeigen, daß Sauerstoff leider wegen seiner tiefen kritischen Temperatur von -118°C nur unter hohem Energieaufwand verflüssigt werden kann und deshalb als Druckgas gelagert werden müßte.

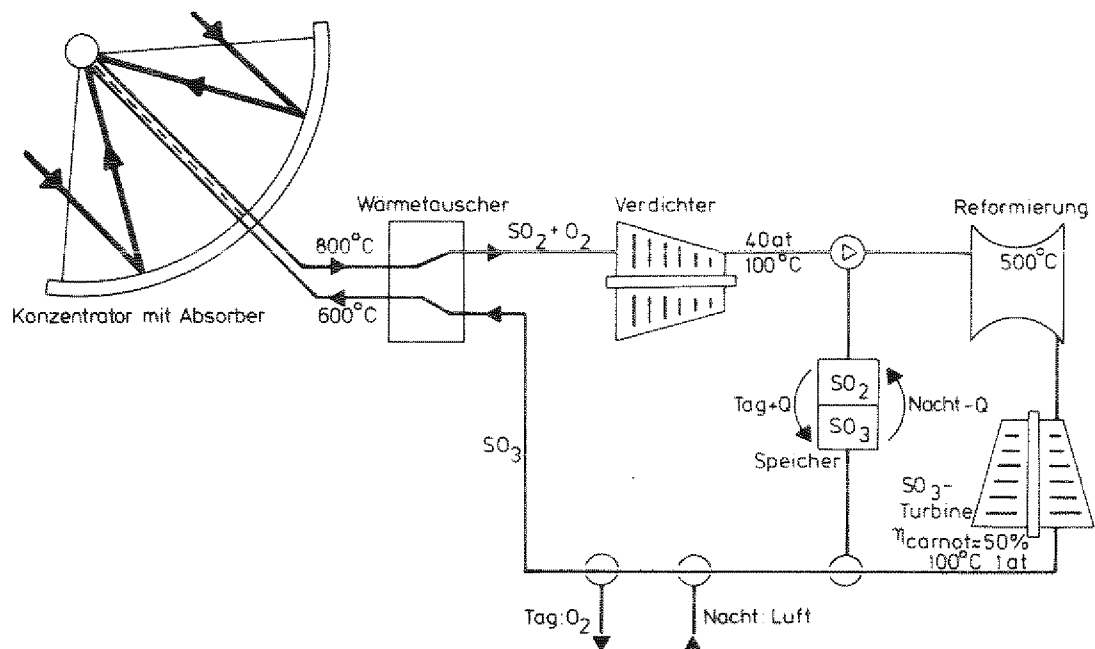
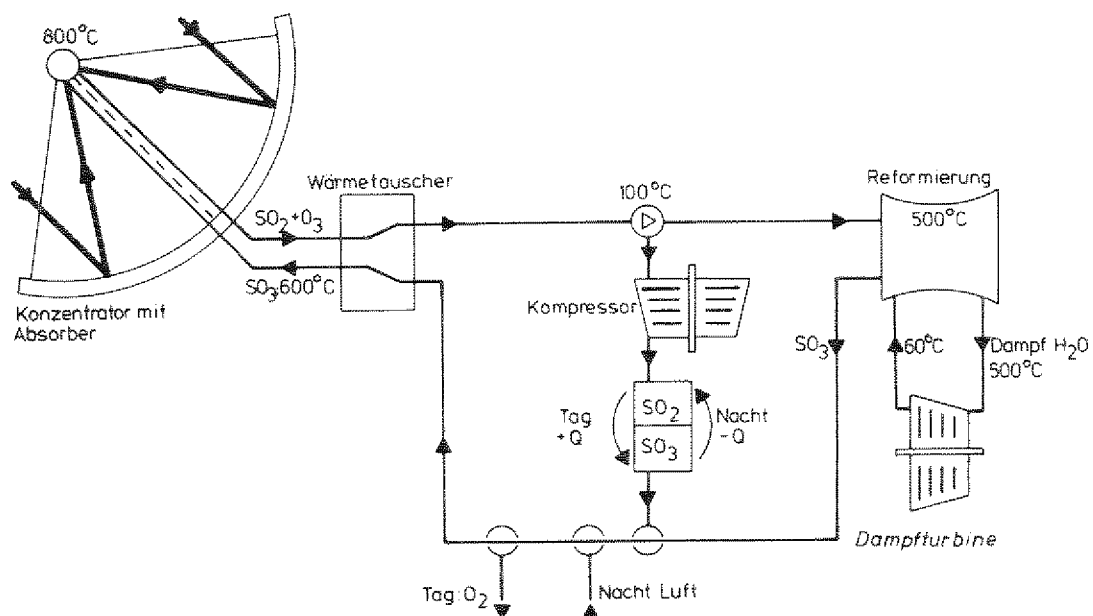
Abb. 2: Kleinkraftwerk mit SO_3 -Turbine

Abb. 3: Kleinkraftwerk mit Dampfturbine

Tabelle II: Physikalische Eigenschaften der Komponenten

	Schmelzpunkt	norm.Siedepunkt	Krit.Temperatur	krit.Druck
$\gamma\text{-SO}_3$	16,8° C	44,8° C	---	---
SO_2	-75,5° C	-10,0° C	157,5° C	80,4 at
O_2	-218,8° C	-183° C	-118,4° C	51,8 at

Basierend auf dem SO_3/SO_2 -Speichersystem wurden auch andere Kraftwerkskonzepte mit Heliumgasturbine und O_2 -Druckgasspeicherung bei der amerikanischen Firma Boeing untersucht /24/.

Eine Anwendung des hier angeführten Prinzips könnte in kleineren dezentralen Kraftwerken der Größenordnung 10 - 20 kW geschehen. Dabei dürfte eine Wirtschaftlichkeit eher in den sonnenreichen und energierohstoffarmen Ländern der Erde zu erreichen sein, als unter den klimatischen Bedingungen der Bundesrepublik Deutschland. Zur Erkennung der physikalischen und technologischen Probleme eines geeigneten solaren Konzentrator-Absorbersystems sowie zur späteren Erprobung thermochemischer Prozesse unter solaren Bedingungen, wobei der SO_3 -Prozeß nur als ein Modellprozeß gilt, wurde die im weiteren beschriebene kleine Experimentieranlage aufgebaut.

3. PHYSIKALISCHES KONZEPT ZUR ERREICHUNG DES HOCHTEMPERATUR-NIVEAUS (800°C - 1000°C) MIT SOLARER STRAHLUNGSENERGIE

3.1 Optik und Thermodynamik des Systems Sonne-Kollektor-Absorber

3.1.1 Maximale Strahlungskonzentration eines idealen optischen Systems

Die Leerlauftemperatur eines einfachen flachen Plattenkollektors beträgt ohne zusätzliche Maßnahmen, wie z.B. die Verwendung selektiver Oberflächen, etwa 130°C . Beim Flachkollektor wird die von der Sonne kommende Strahlungsenergie nicht konzentriert. Sie wird im Prinzip direkt zur Erwärmung einer geschwärzten Metallplatte (Absorber) verwendet und als thermische Energie auf Niedrigtemperaturniveau an ein flüssiges oder gasförmiges Arbeitsmedium, das in thermischem Kontakt mit der Absorberplatte steht, abgeführt und genutzt.

Wenn höhere Temperaturen angestrebt werden, ist eine Konzentration der solaren Strahlungsenergie notwendig. Die Strahlungsverluste eines Kollektors sind proportional zur Absorberfläche F_{abs} und damit umgekehrt proportional zur Konzentration C , die definiert ist als das geometrische Verhältnis

$$C = \frac{F_A}{F_{\text{abs}}} = \frac{\text{Aperturfläche}}{\text{Absorberfläche}} \quad (5)$$

Die Bezeichnung Aperturfläche ist aus der Optik übernommen und bedeutet die dem Strahlungsfluß ausgesetzte senkrechte Fläche eines Systems, die man auch als Wirkungsquerschnitt ansehen kann. Natürlich können erhöhte Temperaturen auch mit nichtkonzentrierenden Systemen erreicht werden, wenn man selektive Absorberschichtungen verwendet. Bei sehr hohen Temperaturen über 700°C wird jedoch die Selektivität der Oberflächen durch Veränderung der Material- und Spektraleigenschaften immer weniger effektiv. Andererseits bedingen die Strahlungsverluste mit ihrem steilen Anstieg, der proportional T^4 ist, die strengsten Beschränkungen

bei sehr hohen Temperaturen, und diese können nur durch erhöhte Konzentration vermindert werden. Deshalb ist die Konzentration C einer der wichtigsten Parameter eines solaren Konzentrator-Absorbersystems.

Eng verknüpft mit der Konzentration ist der Öffnungswinkel, das ist derjenige Winkelbereich, über den Strahlung aufgenommen wird, ohne daß Teile des Konzentrators oder Absorbers in Lage oder Größe verändert werden. Man versteht mehr oder weniger intuitiv, daß ein hohes Konzentrationsverhältnis einen geringen Öffnungswinkel verlangt. Die exakte Verknüpfung zwischen diesen beiden Größen wird im weiteren untersucht.

Das fundamentale Problem der Strahlungskonzentration kann wie folgt formuliert werden: Wie kann Strahlung, die gleichmäßig über einen Winkelbereich von $|\theta| \leq |\theta_c|$ verteilt ist und auf die Aperturfläche F_A eines optischen Systems fällt, konzentriert werden auf eine kleinere Absorberfläche F_{abs} und was ist die höchstmögliche Konzentration

$$C = \frac{F_A}{F_{abs}}$$

Die Bedeutung des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik für dieses Problem ist offensichtlich, denn wir haben es mit Energieübertragung durch Strahlung zwischen den Oberflächen der Strahlungsquelle Sonne und dem Absorber, der diese Energie zur Nutzung auffangen soll, zu tun. Der Konzentrator ist dabei nur ein zwischengeschaltetes Glied, das die geringe Strahlungsleistungsdichte am von der Quelle entfernten Ort des Absorbers zur Erzeugung höherer Temperaturen heraufsetzen soll.

In Abb. 4 ist diese allgemeine und einfache Anordnung dargestellt.

Die Quelle sei eine isotrop strahlende Kugel mit dem Radius r , die Apertur des Konzentrators habe eine Fläche F_A normal zur Verbindungslinie Quelle-Apertur und sei in der Entfernung R vom Zentrum der Quelle. Für den Grenzfall $F_A/R^2 \rightarrow 0$ bei festem $\sin \theta_c = r/R$ ist die auf F_A fallende Strahlung gleichverteilt über alle Winkel $|\theta| \leq |\theta_c|$. Zur weiteren Idealisierung sei angenommen, das System befinde sich im unendlich leeren Raum oder

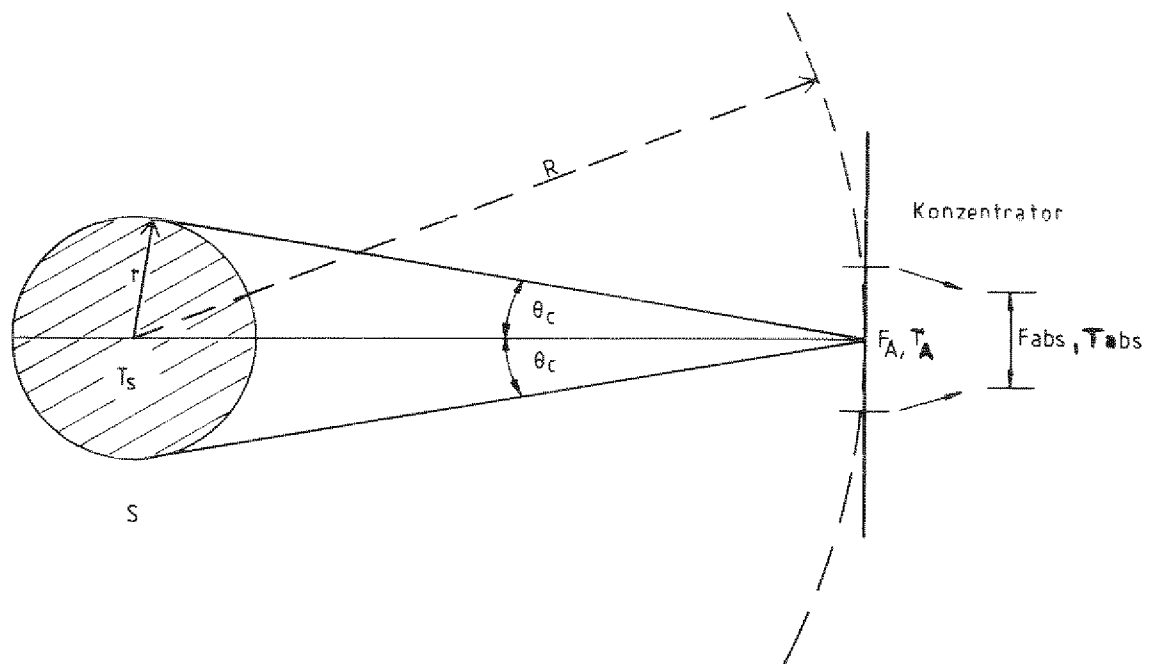


Abb. 4: Strahlungstransport von der Quelle S durch die Apertur F_A des Konzentrators zum Absorber F_{abs}

äquivalent hierzu, es sei von schwarzen Wänden der Temperatur $T = 0^\circ \text{ K}$ umgeben. Sind Quelle S und Absorber beide schwarze Körper der Temperatur T_S und T_{abs} , so ist der Wärmeaustausch zwischen beiden leicht zu berechnen. Die Quelle emittiert dann die Strahlungsmenge

$$Q_S = 4\pi r^2 \sigma T_S^4 \quad (6)$$

wovon der Bruchteil

$$\psi_{S \rightarrow F_A} = \frac{F_A}{4\pi R^2}$$

die Apertur des Konzentrators erreicht. Beim idealen Konzentrator gibt es keine Strahlungsverluste zwischen Apertur und Absorber, und die von der Quelle zum Absorber übertragene Strahlungsenergie ist

$$Q_{S \rightarrow abs} = Q_S \cdot \psi_{S \rightarrow F_A} = F_A \cdot \frac{r^2}{R^2} \cdot \sigma \cdot T_S^4 \quad (7)$$

Der Absorber seinerseits strahlt die Energiemenge

$$Q_{\text{abs}} = F_{\text{abs}} \cdot \sigma \cdot T_{\text{abs}}^4 \quad (8)$$

ab, und der Bruchteil $E_{\text{abs} \rightarrow S}$ dieser Strahlung, der die Quelle S über den Konzentrator wieder erreicht, kann den Wert eins nicht überschreiten. $E_{\text{abs} \rightarrow S}$ ist hierbei der Strahlungsaustauschfaktor zwischen Absorber und Strahlungsquelle /25, 26/. Damit ist der Strahlungstransport vom Absorber zur Quelle

$$Q_{\text{abs} \rightarrow S} = E_{\text{abs} \rightarrow S} \cdot F_{\text{abs}} \cdot \sigma \cdot T_{\text{abs}}^4 \quad (9)$$

$$\text{mit} \quad E_{\text{abs} \rightarrow S} \leq 1 \quad (10)$$

Im idealen Grenzfall nimmt der Absorber die Temperatur der Strahlungsquelle an. Nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik gibt es keinen Wärmetransport zwischen zwei Körpern gleicher Temperatur; es ergibt sich also

$$Q_{S \rightarrow \text{abs}} - Q_{\text{abs} \rightarrow S} = 0 \quad \text{wenn } T_{\text{abs}} = T_S \quad (11)$$

Mit Gleichung (7), (9) und (11) erhält man die Relation

$$F_A \cdot \frac{r^2}{R^2} = E_{\text{abs} \rightarrow S} \cdot F_{\text{abs}} \quad (12)$$

aus der sich die Konzentration

$$C = \frac{F_A}{F_{\text{abs}}} = \frac{R^2}{r^2} E_{\text{abs} \rightarrow S} = \frac{E_{\text{abs} \rightarrow S}}{\sin^2 \theta_c} \quad (13)$$

in der Geometrie von Abb. 4 ablesen läßt. Mit der offensichtlichen Beschränkung aus Gl. (10) ergibt sich eine obere Grenze für die Konzentration

$$C \leq \frac{1}{\sin^2 \theta_c} \quad (14)$$

Obwohl das Ergebnis für eine bestimmte Geometrie abgeleitet ist, muß es auch allgemein gelten. Der Beweis läßt sich durch Widerspruch führen. Angenommen, es gäbe eine andere Anordnung, die eine bestimmte Strahlung erzeugt, und es existiere hierzu ein optisches System mit größerer Konzentration, als es Gl. (14) erlaubt. Da jedoch nur Apertur und Öffnungswinkel bestimmende Parameter für die Konzentration des Konzentrators sind, könnte dieser auch in der Geometrie von Abb. 4 benutzt werden. Das impliziert, daß in Gl. (11) gilt $Q_{S \rightarrow \text{abs}} > Q_{\text{abs} \rightarrow S}$, also bei gleichen Temperaturen von Quelle und Absorber ein Energietransport von der Strahlungsquelle zum Absorber stattfindet, was jedoch eine Verletzung des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik bedeutet.

Der kleinste zulässige Öffnungswinkel θ_c eines Konzentrators ist die halbe Winkelbreite δ_s der Sonne, wenn die gesamte zugestrahlte Energie aufgefangen werden soll. Mit $\delta_s \approx 16'$ erhält man für die maximale Konzentration den numerischen Wert

$$C \leq C_{\max} = \frac{1}{\sin^2 \delta_s} \quad (15)$$

$$C_{\max} = 46200$$

Die in Gl. (14) und (15) abgeleitete Beziehung gilt allgemein für alle optischen Systeme, die sich in abbildende und nichtabbildende Anordnungen unterteilen lassen. Bei abbildenden Instrumenten wie Linsen und Hohlspiegeln werden die lichtkonzentrierenden Eigenschaften oft in Form der F-Zahl, die als Verhältnis der Brennweite f und des Aperturdurchmessers D definiert ist, angegeben

$$\text{F-Zahl} = \frac{f}{D} \quad (16)$$

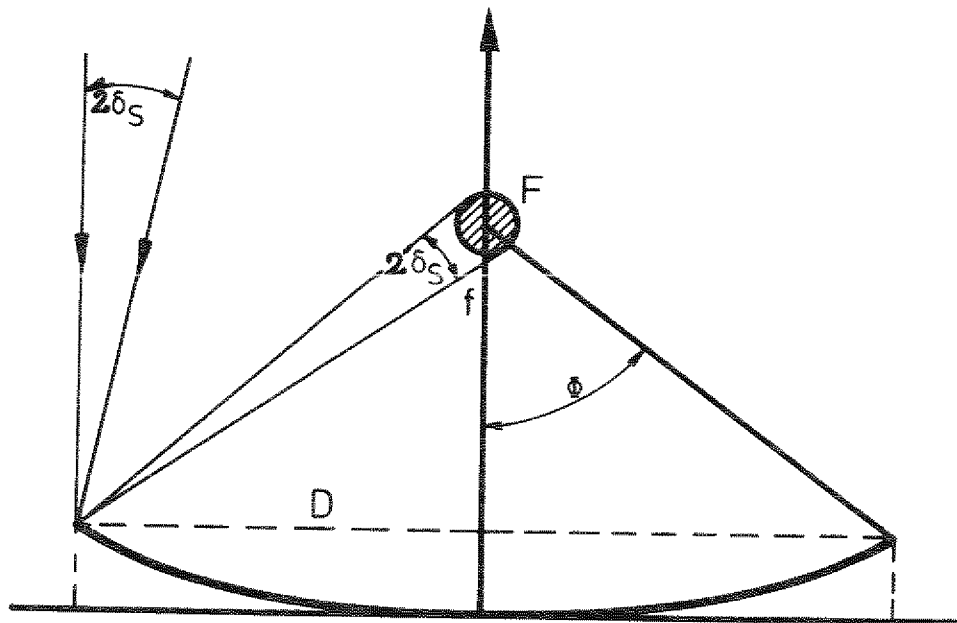


Abb. 5: Hohlspiegel als abbildendes System

D = Spiegeldurchmesser,

f = Brennweite,

F = Absorber,

ϕ = Randwinkel

$2\delta_S$ = Sonnenwinkelbreite

Im Idealfall ist die Absorberfläche gleich dem vom Konzentrator erzeugten Sonnenbild mit dem Durchmesser $a = 2f \sin\delta_S$, was zu einer Konzentration führt von

$$C = \left(\frac{D}{a}\right)^2 = \left(\frac{D}{2f \sin\delta_S}\right)^2 = \left(\frac{1}{2F\text{-Zahl}}\right)^2 \cdot C_{\max} \quad (17)$$

Die Folgerung aus dem 2. Hauptsatz in Gl. (15)

$$C \leq C_{\max}$$

impliziert also für die F-Zahl jedes beliebigen abbildenden optischen Systems die untere Grenze

$$F\text{-Zahl} \geq \frac{1}{2} \quad (18)$$

Für lineare Konzentratoren wie den parabolischen Trog oder Zylinderlinsen, bei denen kein Brennpunkt, sondern eine Brennlinie und ein entsprechend ausgedehnter Absorber vorliegen, ist die erzielbare Strahlungskonzentration wesentlich geringer. Diese ergibt sich, wie man an Gl. (17) sieht, als Quadratwurzel aus der Konzentration des rotationssymmetrischen Falles

$$C^{\text{lin}} \leq C_{\text{max}}^{\text{lin}} = \sqrt{C_{\text{max}}} = \frac{1}{\sin \delta_S} \quad (19)$$

$$C_{\text{max}}^{\text{lin}} = 215$$

Man kann also in sinnvoller Weise die ideale Konzentration als die maximale Konzentration, die der 2. Hauptsatz der Thermodynamik zuläßt, definieren und als Vergleichsgröße bei der Beurteilung realer Konzentratoren verwenden. Das ist analog zum idealen Carnot'schen Wirkungsgrad η_c ,

$$\eta \leq \eta_c = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad T_1 > T_2$$

der als Norm beim Vergleich der Wirkungsgrade η realer Wärmekraftmaschinen dient.

3.1.2 Absorbertemperatur und Wirkungsgrad als Funktion der Konzentration

Die Temperatur, bei der ein Konzentrator-Absorbersystem arbeiten kann, ist bestimmt durch die Konzentration und durch den Wirkungsgrad, d.h. den Anteil der entziehbaren Wärmeenergie, die genutzt werden kann.

Um den analytischen Zusammenhang übersichtlicher darzustellen, können wieder einige vereinfachende Annahmen getroffen werden. Um die Komplikation mehrfacher Reflexionen auszuschalten, seien die Sonne und der Rest des Universums wieder als schwarze Körper betrachtet. Die Sonne habe die Temperatur T_S , der Absorber die Temperatur T_{abs} und die Umgebung $T_U = 0^\circ\text{K}$. Das ist für die Umgebung des Absorbers auf der Erde zwar nicht der Fall, die daraus resultierenden Fehler sind jedoch für diese Ab-

schätzung, bei der hohe Absorbertemperaturen betrachtet werden, zu vernachlässigen.

Die von der Sonne abgestrahlte und vom Absorber des Kollektors aufgenommene Energie ist nach Gl. (7) und in der Geometrie von Abb. 4 mit $\sin\theta_c = \sin\delta_S = r/R$,

$$Q_{S \rightarrow \text{abs}} = \tau \cdot \alpha \cdot F_A \cdot \sin^2 \delta_S \cdot \sigma \cdot T_S^4 \quad (20)$$

wobei τ eine Art Gesamttransmissionskoeffizient der solaren Strahlungsenergie zum Absorber ist und sich zusammensetzt aus $\tau = 1$ -Absorptionsverluste in der Atmosphäre, Reflexionsverluste auf dem Konzentrator und Konzentrationsverluste, also

$$\tau = \eta_a \cdot \eta_{\text{refl.}} \cdot \eta_c$$

α ist das Absorptionsvermögen des Absorbers für das Sonnenspektrum und $\delta_S \approx 16'$ die halbe Winkelbreite der Sonne. Die Strahlungsverluste des Absorbers sind

$$Q_{\text{abs}}^{\text{Str.}} = \epsilon \cdot F_{\text{abs}} \cdot \sigma \cdot T_{\text{abs}}^4 \quad (21)$$

wobei ϵ das Emissionsvermögen des Absorbers im Infraroten gemäß seiner Temperatur T_{abs} ist. Wird nun ein Bruchteil η der einfallenden solaren Strahlungsenergie $Q_{S \rightarrow \text{abs}}$ dem Absorber als Wärme, die teils nutzbar, teils durch Konvektion und Wärmeleitung verloren ist, entzogen, so wird die Energiebilanz des Absorbers

$$Q_{S \rightarrow \text{abs}} = Q_{\text{abs}}^{\text{Str.}} + \eta \cdot Q_{S \rightarrow \text{abs}} \quad (22)$$

oder

$$(1-\eta) \cdot \tau \cdot \alpha \cdot F_A \cdot \sin^2 \delta_S \cdot T_S^4 = \epsilon \cdot F_{\text{abs}} \cdot T_{\text{abs}}^4 \quad (23)$$

Setzt man nun die tatsächliche Konzentration $C = F_A/F_{\text{abs}}$ und die ideale Konzentration $C_{\text{max}} = 1/\sin^2 \delta_S$ ein, erhält man für die Absorbertemperatur

$$T_{\text{abs}} = T_S \cdot \left\{ (1-\eta) \cdot \tau \cdot \frac{\alpha}{\epsilon} \cdot \frac{C}{C_{\text{max}}} \right\}^{1/4} \quad (24)$$

Für steigende Temperaturen T_{abs} wird $\alpha = \epsilon$ und wie zu erwarten, ist die höchstmögliche Absorbertemperatur

$$T_{\text{abs}}^{\text{max}} = T_S = 6000^\circ \text{ K}$$

die Oberflächentemperatur der Sonne und kann nur erreicht werden, wenn keine Wärme oder Strahlung durch Absorption, Konvektion usw. verloren geht ($\tau = 1$, $\eta = 0$), und wenn die maximale Konzentration $C_{\text{max}} = 1/\sin^2 \delta_S = 46200$ erreicht wird.

Für lineare Konzentration gilt nach Gl. (19) für die Konzentration $C \leq C_{\text{max}}^{\text{lin}} = 1/\sin \delta_S = 215$, wodurch die Absorbertemperatur auf

$$T_{\text{abs}}^{\text{lin}} \leq 1570^\circ \text{ K}$$

beschränkt ist.

Um entscheiden zu können, welches Konzentrationsvermögen und welche Konzentratorform gewählt werden muß, damit das von uns angestrebte Absorbertemperaturniveau von $800^\circ - 1000^\circ \text{ C}$ mit hohem Wirkungsgrad, also einem Anteil entziehbarer Wärmeenergie von $\eta = 80 - 90\%$, sicher erreicht werden kann, wird in Gl. (24) der Wirkungsgrad als Funktion von Temperatur und Konzentration betrachtet und nach $\eta(T_{\text{abs}}, C)$ aufgelöst

$$\eta(T_{\text{abs}}, C) = 1 - \frac{C_{\text{max}}}{\tau \cdot \frac{\alpha}{\epsilon} \cdot C} \cdot \left(\frac{T_{\text{abs}}}{T_S} \right)^4 \quad (25)$$

In Abb. 6 ist der Wirkungsgrad als Funktion der Absorbertemperatur mit verschiedenen Konzentrationswerten als Parameter und Übertragungsverlusten von $\tau = 0,5$ dargestellt.

Die Temperatur oder der Wirkungsgrad des Absorbers lassen sich im mittleren Temperaturbereich bis ca. 500° C durch die Verwendung selektiver Oberflächenbeschichtungen noch erhöhen, so daß man mit niedrigeren Konzentrationen auskommen kann. Die Selektivität dieser speziellen Materialien liegt zwischen $50^\circ - 500^\circ \text{ C}$ bei $\alpha/\epsilon = 5 - 25$ und findet Anwendung bei Flach- und Trichter-konzentratoren /27, 28, 29/. Für hohe Temperaturen existiert

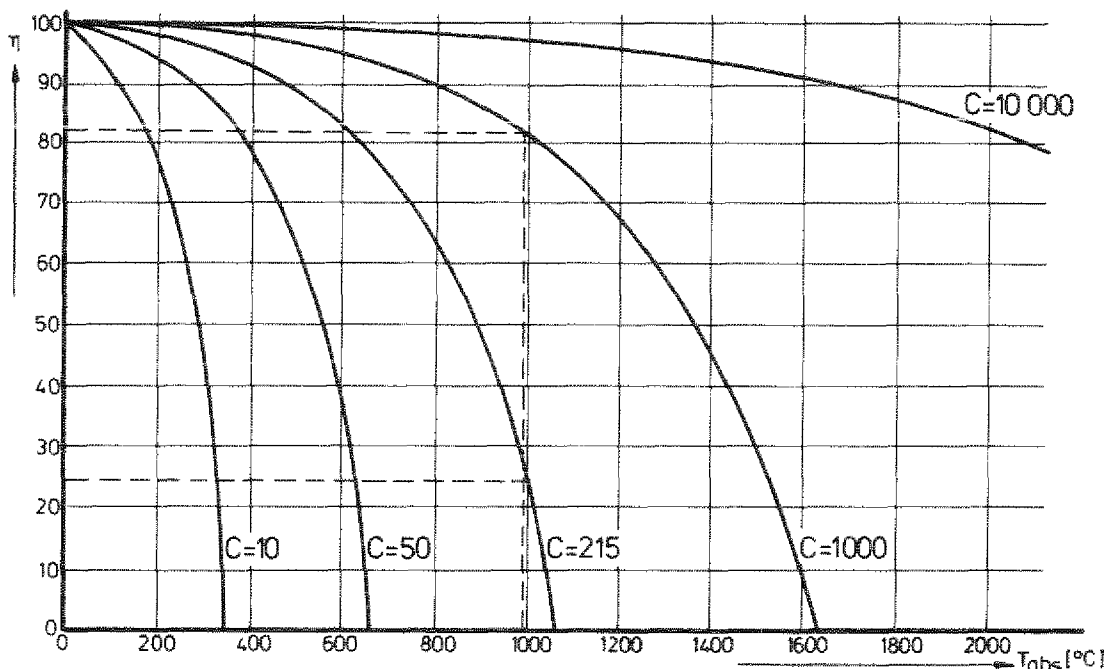


Abb. 6: Anteil der dem Absorber entziehbaren Wärme $\eta(T_{abs}, C)$ in Prozent als Funktion der Absorbtemperatur T_{abs} mit der Konzentration C als Parameter und $\tau = 0,5$ sowie $\alpha = \epsilon$

bisher kein Material, dessen Selektivität von eins verschieden ist ($\alpha/\epsilon = 1$).

Wie Abb. 6 zeigt, ist für Arbeitstemperaturen von $800^\circ - 1000^\circ\text{C}$, wie sie von uns angestrebt werden, und einen hohen entziehbaren Anteil der eingestrahltten solaren Wärmeenergie von $\eta \approx 80\%$ ein Konzentration-Absorbersystem mit einer Konzentration von $C \approx 1000$ notwendig.

3.1.3 Ausnutzung der diffusen solaren Strahlung

Kollektorsysteme mit teilweiser oder keiner Sonnennachführung müssen einen großen Öffnungswinkel θ_c , in dem Strahlungsaufnahme möglich ist, haben. Damit können sie nicht nur die direkte gerichtete, sondern auch einen erheblichen Anteil der diffusen gestreuten Solarstrahlung aufnehmen. Der Bruchteil der total diffusen Strahlung, die aufgenommen wird, ergibt sich durch eine Betrachtung des Strahlungsgleichgewichts zwischen Absorber und Kollektorapertur (Abb. 4). Die Nettobilanz der zwischen Absorber und Apertur übertragenen Strahlungsenergie ist

$$Q_{A \rightarrow \text{abs}} - Q_{\text{abs} \rightarrow A} = F_A \cdot E_{A \rightarrow \text{abs}} \cdot \sigma \cdot T_A^4 - F_{\text{abs}} \cdot E_{\text{abs} \rightarrow A} \cdot \sigma \cdot T_{\text{abs}}^4 \quad (26)$$

wobei die Indizes A und abs sich auf Apertur und Absorber beziehen. $E_{1 \rightarrow 2}$ ist dabei ein Austauschfaktor /25/, der definiert ist als der Bruchteil diffuser Strahlung, der von der Oberfläche 1 ausgesandt die Oberfläche 2 erreicht. Bei gleichen Temperaturen wird keine Wärme übertragen, und es folgt aus (26)

$$F_A \cdot E_{A \rightarrow \text{abs}} = F_{\text{abs}} \cdot E_{\text{abs} \rightarrow A} \quad \text{für } T_A = T_{\text{abs}} \quad (27)$$

$Q_{A \rightarrow \text{abs}}$ und $E_{A \rightarrow \text{abs}}$ beschreiben hierbei nur die total diffuse Strahlungsenergie, die direkte Komponente sei ausgeblendet. Abgesehen von Absorptionsverlusten gilt für jedes angemessene Konzentrator-Absorbersystem

$$E_{\text{abs} \rightarrow A} = 1$$

Damit ergibt sich der auf den Absorber übertragene Bruchteil an diffuser Strahlung zu

$$E_{A \rightarrow \text{abs}} = \frac{1}{C} \quad (28)$$

Dieser ist also nur bestimmt durch die Konzentration und unabhängig von irgendwelchen anderen Details des Konzentrator-Absorbersystems. Das Ergebnis läßt sich auch ableiten aus dem Prinzip

der Erhaltung des Phasenraumvolumens /30/.

Ein flacher Plattenkollektor mit $C = 1$ nutzt die diffuse Strahlungskomponente also mit 100% ($E_{A \rightarrow abs} = 1$) vollständig aus, ein Trichterkonzentrator mit niedriger Konzentration von $C \approx 5$ noch zu 20% ($E_{A \rightarrow abs} = 1/5$), während sie für Systeme mittlerer und hoher Konzentration, wie dem parabolischen Trog mit $C \approx 50$ und dem Rotationsparaboloid mit $C \geq 1000$ bei Anteilen von 2% und unter 0,1% praktisch bedeutungslos ist. Diese nutzen also fast ausschließlich die direkte Komponente der Solarstrahlung aus und müssen deshalb um so genauer der Sonne nachgeführt werden, je höher die Konzentration ist.

3.2 Das Konzentrationsverhältnis verschiedener Konzentratorformen

Die geometrische Form des Sonnenenergiereflektors hat einen entscheidenden Einfluß auf das Konzentrationsvermögen und damit, wie in Abb. 6 dargestellt, auf den Gesamtwirkungsgrad, die Leistungshöhe und die maximal erreichbare Temperatur im Absorbersystem. Zum Vergleich der verschiedenen Reflektorformen ist die Konzentration C , definiert als das Verhältnis der in eine Ebene senkrecht zur optischen Achse projizierten Reflektorfläche zur Brennfleckfläche, besonders geeignet. Sie ist eine Funktion des Randwinkels ϕ des Reflektors und des Öffnungswinkels $\alpha_S = 2\delta_S$, unter dem die Sonne am Beobachtungsort erscheint (Abb. 5).

Als Konzentratorformen sind die folgenden Typen denkbar:

- a) der Paraboloid-Spiegel
- b) der parabolische Zylinderspiegel
- c) der sphärische Spiegel (Kugelsegment)
- d) der Kreiszyinderspiegel
- e) der Fresnelspiegel
- f) der Schirmspiegel
- g) der konische Spiegel

Beim Fresnel- und beim Schirmspiegel ist eine zusätzliche Abhängigkeit der Konzentration von der Zahl der Unterteilungen n der Spiegelfläche vorhanden. Der Konzentrationsfaktor von konischen Spiegeln ist eine Funktion des Öffnungswinkels γ des Konus.

Die Konzentrationsfaktoren der oben bezeichneten Konzentratorenformen sind durch folgende Gleichungen bestimmt /31/:

$$C_a = \left(\frac{\sin \phi}{\alpha_s/2} \right)^2 \approx 46200 \cdot \sin^2 \phi, \quad \alpha_s = 0.0093 \text{ rad } (32') \quad (29)$$

$$C_b = \frac{\sin \phi}{\alpha_s/2} \approx 215 \cdot \sin \phi = \sqrt{C_a} \quad (30)$$

$$C_c = \frac{\sin^2 \phi}{\left(\frac{\alpha_s (\cos \phi - \frac{1}{2})}{2 \cos^2(2\phi)} + \tan 2\phi \left(\frac{\sin \phi}{\sin 2\phi} - \frac{1}{2} \right) \right)^2} \quad (31)$$

$$C_d = \frac{\sin \phi}{\frac{\alpha_s (\cos \phi - \frac{1}{2})}{2 \cos^2(2\phi)} + \tan 2\phi \left(\frac{\sin \phi}{\sin 2\phi} - \frac{1}{2} \right)} = \sqrt{C_c} \quad (32)$$

$$C_e = \left(\frac{\sin 2\phi}{\alpha_s + \frac{\sin 2\phi}{2n}} \right)^2 \quad (33)$$

$$C_f = \left(\frac{2 \sin \phi}{\alpha_s + \frac{2\pi}{n} \sin \phi} \right)^2 \quad (34)$$

$$C_g = f(\gamma) \quad (35)$$

Dabei ist der Randwinkel ϕ derjenige Winkel, den ein vom Rand des Reflektors zum Brennpunkt gehender Strahl mit der optischen Achse einschließt. Bei C_c und C_d ist ϕ auf den Krümmungsmittelpunkt bezogen, die Brennweite ist bei sphärischen Flächen gleich dem halben Krümmungsradius.

Die Konzentrationsfaktoren der verschiedenen Reflektorformen sind in Abb. 7 gegen den Randwinkel ϕ aufgetragen.

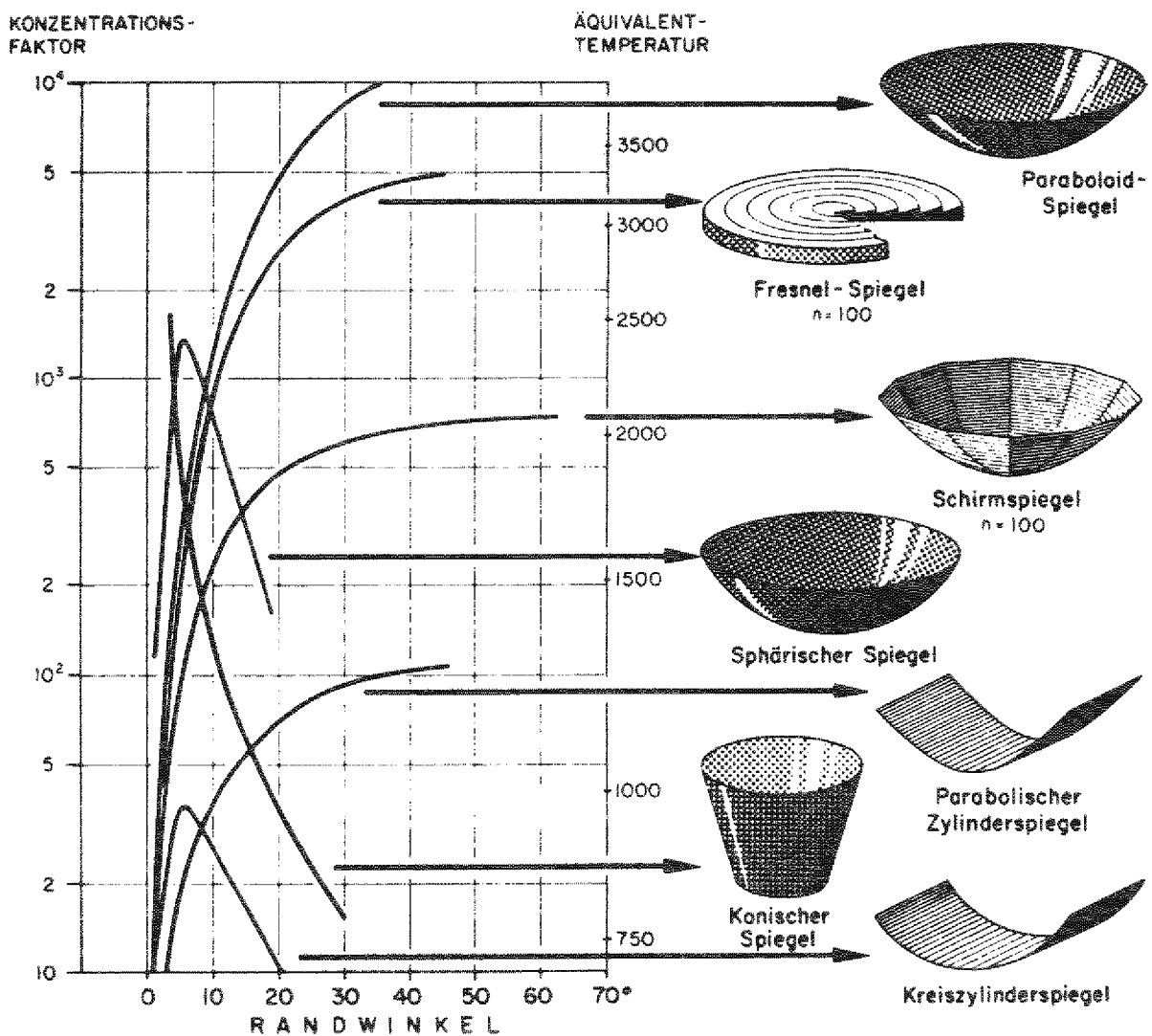


Abb. 7: Der Konzentrationsfaktor verschiedener Reflektortypen und die Äquivalenttemperatur in °K als Funktion des Randwinkels

Man kann aus dieser Darstellung entnehmen, daß das Konzentrationsvermögen des Parabolspiegels das der anderen bei weitem, vielfach sogar um Zehnerpotenzen übersteigt. Im gleichen Diagramm kann die der Strahlungsintensität in der Brennebene äquivalente Temperatur eines schwarzen Körpers abgelesen werden, die sich aus Gl. (24) berechnen läßt ($\eta = 0$; $\tau = 1$; $\alpha = \epsilon$). Diese Werte gelten nur für ideale Verhältnisse, wenn also 100%iges Reflexionsvermögen des Konzentrators, vollkommen exakte geometrische Form sowie eine ebenso exakte Orientierung der optischen Achse des Spiegels zum Mittelpunkt der Sonne vorliegen.

In praxi kann das niemals verwirklicht werden. Begrenztes Reflexionsvermögen, Ungenauigkeiten der Spiegeloberfläche durch geringe Fehler bei der Fabrikation oder verursacht durch thermische Verformung, kleine Abweichungen bei der Ausrichtung zur Sonne und der Ausrichtung Konzentrador-Absorber vermindern das ideale Konzentrationsvermögen, die Strahlungsintensität in der Brennebene und damit die maximal erreichbare Temperatur im Absorber auf reale Werte, die erheblich niedriger liegen, als die in Abb. 7 angegebenen.

Um den hier angestrebten Temperaturbereich von $800^{\circ} - 1000^{\circ} \text{ C}$ bei einem hohen Wirkungsgrad von $\eta \approx 80\%$ zu erreichen, ist, wie in Abschnitt 3.1.2 ausgeführt, eine Konzentration von etwa $C = 1000$ erforderlich. Lineare, zylindrische Konzentrador-Absorbersysteme wie der parabolische Trog, Kreiszylinderspiegel oder Zylinderlinsen scheiden also wegen des zu niedrigen idealen Konzentrationsverhältnisses von $C_{\text{max}}^{\text{lin}} \leq 215$ (Gl. 19) schon aus. Die thermischen Verluste sind außerdem bei dem zugehörigen linearen Absorbersystem infolge der größeren linearen Ausdehnung bei hohen Temperaturen erheblich. Für rotationssymmetrische Reflektor-Absorbersysteme liegt das ideale Konzentrationsverhältnis bei $C \leq 46200$ und wird für ein perfektes Paraboloid mit einem Randwinkel von $\phi = 90^{\circ}$ erreicht. Die Verwendung von Linsen stößt wegen des hohen Gewichts auf Schwierigkeiten. Hohe Konzentration und damit kurze Brennweite bedingt große Linsendicke. Der maximale Konvergenzwinkel der Linsenoptik, d.h. minimale F-Zahl, ist durch die Beschränkung der Lichtbrechung am Linsen-

rand gesetzt. Der größte Brechungsindex bekannter Glassorten erlaubt eine F-Zahl von etwa $F/0,8$. Im Unterschied zu Linsen können Paraboloiden mit beliebig kleinen F-Zahlen hergestellt werden. Deshalb sind die resultierenden Konzentrationsverhältnisse bei Spiegelsystemen auch bedeutend höher als bei Linsensystemen. Berücksichtigt man die Oberflächenfehler, liegen die realen Konzentrationswerte für Linsen zwischen

$$C_{\text{real}}^{\text{lin}} = 10 - 20$$

aber für Parabolspiegel mit gleichem Fabrikationsaufwand bei

$$C_{\text{real}}^{\text{lin}} = 40 - 60$$

in zylindrischer Geometrie. Die realen Konzentrationen für rotationssymmetrische Systeme sind die Quadrate der obigen Werte, also für Linsen

$$C_{\text{real}}^{\text{rot}} = 100 - 400$$

und für Paraboloiden

$$C_{\text{real}}^{\text{rot}} = 1600 - 3600$$

Höhere Konzentrationen können erreicht werden, jedoch sind im allgemeinen die Kosten für eine Anwendung auf dem Gebiet der Solarenergienutzung zu hoch /27/.

Aus diesen Gründen wird für die Versuchsanlage die optimale geometrische Form, das Paraboloid, mit dem die angestrebte Konzentration von $C = 1000$ sicher erreicht werden kann, als Konzentrator gewählt.

3.3 Der Parabolspiegel als Sonnenkonzentrator

3.3.1 Größe des Sonnenbildes

Ein Paraboloid hat die bekannte Eigenschaft, alle Strahlen, die exakt parallel zur optischen Achse einfallen, durch einen Punkt, den Brennpunkt F , zu reflektieren, wie es Abb. 8 zeigt.

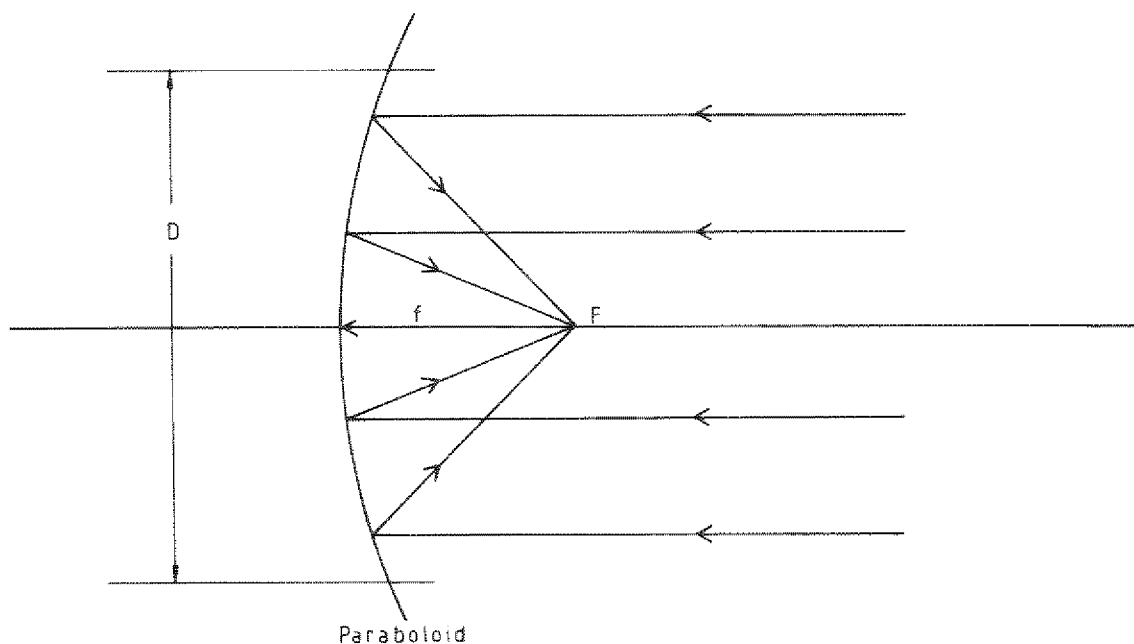


Abb. 8: Parallele Strahlen werden auf den Brennpunkt F eines Parabolspiegels fokussiert.

f = Brennweite, D = Durchmesser des Paraboloides

Die Strahlen der Sonne sind jedoch nicht exakt parallel, haben aber eine maximale Divergenz, die dem Durchmesser der Sonnenscheibe, etwa 32 Bogenminuten, entspricht. Deshalb können Sonnenstrahlen auch von einem theoretisch perfekten Paraboloid nicht auf einen Punkt fokussiert werden. Es entsteht ein ausgedehntes Bild der Sonnenscheibe in der fokalen Ebene, wie in Abb. 9 angedeutet.

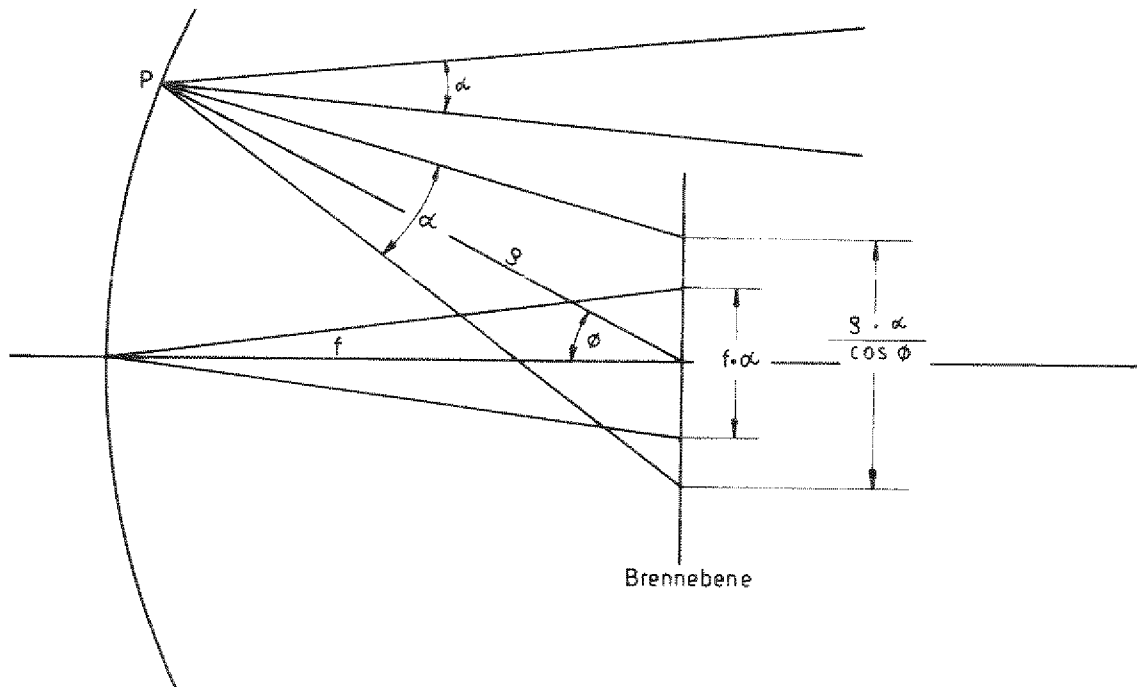


Abb. 9: Sonnenbild des Parabolspiegels

ϕ = Randwinkel, α = Sonnenwinkel = $32'$

Die Größe und Gestalt dieses Bildes variiert mit dem Ort auf der Parabolfläche, der es durch Reflektion erzeugt. In größeren Abständen von der Hauptachse entsteht ein größeres Sonnenbild in der Brennebene. Das minimale Bild wird von den Strahlen erzeugt, die vom Scheitel des Paraboloides reflektiert werden. Es begrenzt den fokalen Kernbereich mit maximaler Helligkeit und hat den Durchmesser

$$d = 2 f \tan \frac{\alpha}{2}$$

oder $d = f \cdot \alpha$ (36)

mit d = Durchmesser der fokalen Sonnenscheibe
 f = Brennweite des Paraboloides
 α = Sonnenwinkel ($32' = 0.0093$ rad)

also $d = 0.0093 \cdot f \approx \frac{f}{100}$ (37)

Für achsennahe Strahlen beträgt die Größe des Sonnenbildes in der fokalen Ebene demnach etwas weniger als 1% der Brennweite des Paraboloides. Diese Beziehung gilt auch für alle anderen abbildenden Systeme, wie z.B. Linsen. Für eine präzise optische Abbildung sollte der Spiegel- oder Linsendurchmesser stets viel kleiner als die Brennweite sein

$$D \ll f$$

Für eine maximale Energieaufnahme eines solaren Kollektorsystems, bei dem man auf gute Abbildungseigenschaften keinen Wert legt, wird man auch im Interesse höherer Konzentration und Kompaktheit der Anlage meistens

$$D > f$$

wählen. Die maximale Konzentration der Sonnenstrahlung wird im Kernbereich des fokalen Sonnenbildes erzielt, der den Zentralanteil jedes der Bilder enthält, die von den Oberflächengebieten des Paraboloides reflektiert werden. Da die aufgenommene Energiemenge von der Apertur D und die Bildgröße durch die Brennweite f nach Gleichung (36) bestimmt sind, ist die Helligkeit des Bildes oder die Konzentration des Energieflusses im Brennpunkt eines fokussierenden Systems eine Funktion des Öffnungsverhältnisses D/f . Die Konzentration wächst mit dem Verhältnis D/f . Im allgemeinen muß $D/f \geq 2.0$ sein, um sehr hohe Konzentrationen zu erreichen. Die Kombination eines relativ großen fokalen Bildes mit einer mittleren bis hohen Konzentration, wie sie wegen nicht zu kleiner verlustreicher Absorbereinheiten und bei Arbeitstemperaturen bis 1000°C anzustreben ist, erfordert bei einer technischen Sonnenenergienutzung sehr große Paraboloiden von mehreren Metern im Durchmesser.

Für achsenferne Strahlen vergrößert sich das Sonnenbild über den Wert von Gleichung (37) hinaus, weil der von einem beliebigen Punkt P des Reflektors in die Brennebene geworfene Strahlenkegel mit dem Öffnungswinkel α zu einem elliptischen Bild führt (Abb. 9).

Die Konturgleichung eines Paraboloides ist in der Brennpunkt-darstellung gegeben durch

$$\rho = \frac{2f}{1+\cos\phi} \quad (38)$$

wobei ρ die Länge des Radiusvektors vom Brennpunkt zur Oberfläche, ϕ der Winkel zwischen der Achse und dem zum Brennpunkt reflektierten Strahl und f die Brennweite der Parabel ist. Der Durchmesser d' des theoretischen Sonnenbildes ist durch die große Hauptachse der Brennpunktsellipse gegeben, die eine Funktion des Winkels ϕ ist

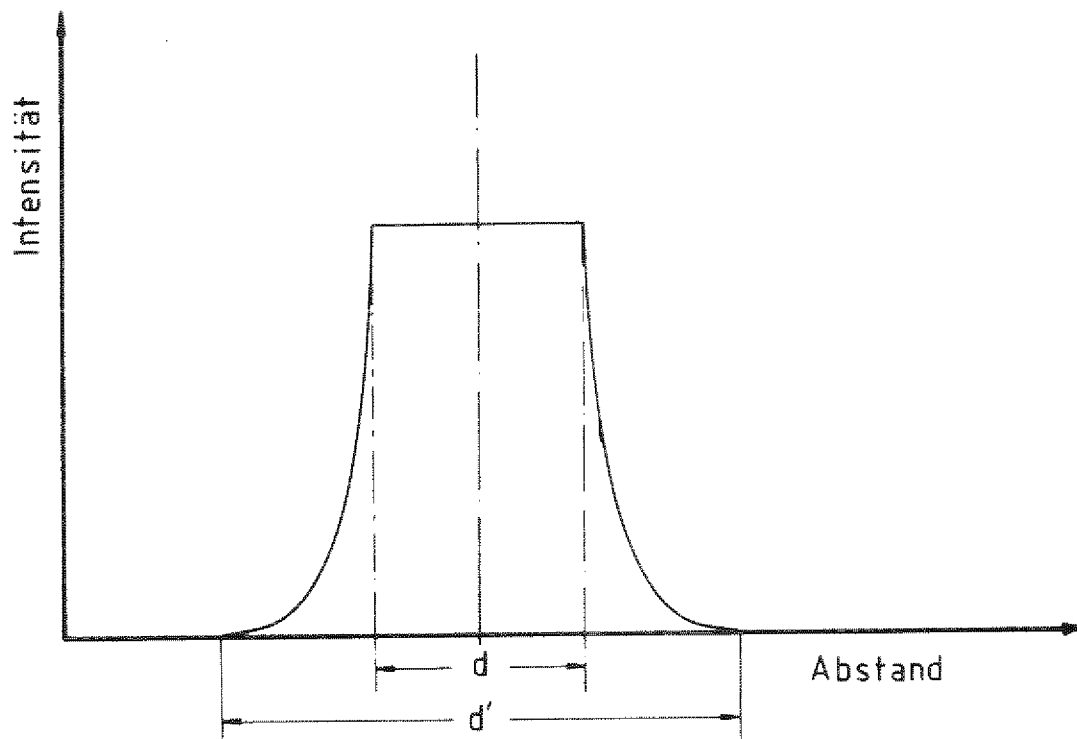
$$d'(\phi) = \frac{2\rho(\phi) \cdot \tan \frac{\alpha}{2}}{\cos\phi} = \frac{4f \cdot \tan \frac{\alpha}{2}}{\cos\phi(1+\cos\phi)} \quad (39)$$

$$d'(\phi) = \frac{2d}{\cos\phi(1+\cos\phi)}$$

Die Summe der Beiträge aller Brennpunktsellipsen von der gesamten Oberfläche des Paraboloides führt dann zu einem kreisförmigen Sonnbild mit dem Durchmesser

$$d_{\max} = \frac{4f \cdot \tan \frac{\alpha}{2}}{\cos\phi_R(1+\cos\phi_R)} \quad (40)$$

wobei ϕ_R der Randwinkel des Paraboloides ist. Es zerfällt damit in einen hellen Kernbereich vom Durchmesser d , der die Energiebeiträge aller Brennpunktsellipsen enthält und in eine Randzone mit abfallender Intensität, die durch die Beziehung (40) begrenzt ist und nur Beiträge aus den achsenfernen Oberflächengebieten enthält. Auf diese Weise ergibt sich für geometrisch perfekte Konzentratorsysteme eine endliche Bildgröße und eine Streuung in der Bildgröße. Abb. 10 zeigt den Schnitt durch ein ideales Sonnenbild auf einer Ebene senkrecht zur optischen Achse eines Paraboloides unter der Annahme einer gleichförmigen Intensitätsverteilung über die Sonnenscheibe./32/



Für den Bereich der größten Intensität oder Strahlungskonzentration sowie nicht zu großer Randwinkel ϕ_R kann die einfache Beziehung (37) jedoch als Faustformel für die Abschätzung der theoretischen Sonnenbildgröße eines Paraboloides dienen.

Die Größe des Sonnenbildes nach (36) variiert auch noch geringfügig mit der Sonnenwinkelbreite α , die wegen der periodischen Änderung des Abstandes der Erde auf ihrer leicht elliptischen Bahn um die Sonne nicht konstant ist. Die Entfernung der Erde von der Sonne beträgt /33/

$r_{\max} = 1.521 \cdot 10^{11} \text{ m}$	im Aphel (Sommer)
$r_{\min} = 1.471 \cdot 10^{11} \text{ m}$	im Perihel (Winter)
$\bar{r} = 1.496 \cdot 10^{11} \text{ m}$	im Mittel (= 1 AE)
$R_\odot = 6.960 \cdot 10^8 \text{ m}$	Sonnenradius
$\frac{r_{\max}}{r_{\min}} = \frac{1+e}{1-e} = \frac{\tan \delta_{\max}}{\tan \delta_{\min}} = 1.034$	$\delta = \frac{\alpha}{2}$
$e = 0.01675$	Exzentrizität der Erdbahn

Die mittlere Entfernung wird als astronomische Einheit (1 AE) bezeichnet. Mit der Erdbahngeometrie folgt also für die Sonnenwinkelbreite im Aphel und Perihel

$$\frac{R_{\odot}}{r_{\max}} = \tan \delta_{\min}$$

$$\alpha_{\min} = 31.46' \quad (\text{Sommer}) \quad (41)$$

und

$$\frac{R_{\odot}}{r_{\min}} = \tan \delta_{\max}$$

$$\alpha_{\max} = 32.53' \quad (\text{Winter}) \quad (42)$$

und im Mittel

$$\bar{\alpha} = 32' = 0.0093 \text{ rad} \quad (43)$$

Die Winkelbreite variiert also im Laufe eines Jahres nur $\pm 1.7\%$ um den Mittelwert von $32'$. Das Sonnenbild eines optischen Systems mit fester Brennweite ist nach (36) im Winter um etwa 3% im Durchmesser größer als im Sommer. Für die meisten praktischen Anwendungen in der Sonnenenergienutzung kann diese geringfügige Schwankung außer acht bleiben und mit dem Mittelwert (43) gerechnet werden. Bei abbildenden Hilfssystemen, wie z.B. Sonnensensoren zur exakten Verfolgung der Sonne, ist jedoch eine Berücksichtigung von Fall zu Fall notwendig.

3.3.2 Konzentration und Konzentrationswirkungsgrad

Ein perfekter Paraboloid ist definiert als ein Reflektor, dessen Oberfläche exakt parabolisch ist, also die Konturgleichung

$$y(x) = c \cdot x^2 = \frac{1}{4f} x^2, \quad f = \text{Brennweite}$$

erfüllt und keine Reflexionsverluste hat, dessen Reflexionsvermögen also eins ist ($\eta_r = 1$). Die maximale Konzentration von solarer Energie, die in der fokalen Ebene eines solchen Paraboloides erfolgen kann, soll berechnet werden.

Diese Konzentration ist gleich

$$C = \frac{\text{projizierte Paraboloidfläche}}{\text{Fläche des idealen Sonnenbildes}} \cdot E_0 \quad (44)$$

wobei E_0 eine Art "optischer Wirkungsgrad" ist, der berücksichtigt, daß nicht alle vom Paraboloid reflektierten Strahlen in das ideale Sonnenbild nach Gleichung (36) fallen, weil bei wachsendem Randwinkel eine Ausbreitung des Sonnenbildes erfolgt. Die Strahlen, die auf einen Punkt P des Paraboloides fallen, werden in die fokale Ebene reflektiert, wo sie ein Sonnenbild erzeugen, das eine Ellipse mit der großen Achse a und der kleinen Achse b darstellt (Abb. 9):

$$a = \frac{\rho \cdot \alpha}{\cos \Phi}, \quad b = \rho \cdot \alpha$$

Die Fläche dieses elliptischen Bildes ist dann

$$F_E = \pi ab = \frac{\pi \rho^2 \cdot \alpha^2}{4 \cos \Phi} \quad (45)$$

Die Fläche des idealen Sonnenbildes ist kleiner

$$F_S = \pi \frac{d^2}{4} = \frac{\pi f^2 \alpha^2}{4} \quad (46)$$

Der optische Wirkungsgrad für Strahlen vom Punkt P ist dann das Verhältnis dieser Flächen F_S und F_E

$$E_0 = \frac{F_S}{F_E} = \frac{f^2 \cdot \cos \Phi}{\rho^2} \quad (47)$$

Nun betrachtet man die Projektion der Paraboloidfläche in Abb. 11, die von dem Winkelement $d\phi$ eingeschlossen wird.

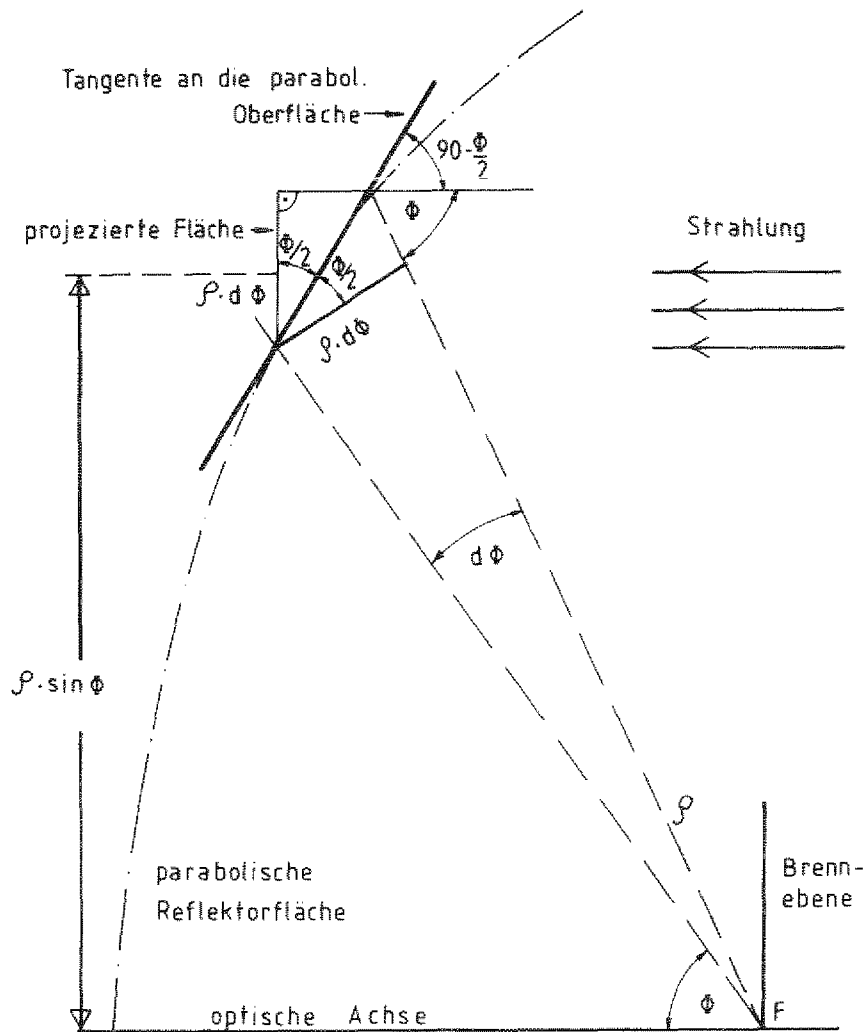


Abb. 11: Projektion der Paraboloidfläche zur Berechnung der maximalen Konzentration

Diese projizierte Fläche ist ein flacher Ring mit der Breite $\rho \cdot d\phi$ und dem Radius $\rho \cdot \sin\phi$. Damit ist deren Fläche

$$dF = 2\pi \rho \cdot \sin\phi \cdot \rho \cdot d\phi = 2\pi \rho^2 \cdot \sin\phi d\phi \quad (48)$$

Die Konzentration, die man von diesem Ring erhält, ist unter Beachtung des optischen Wirkungsgrades also

$$\begin{aligned}
 dC &= E_0 \cdot \frac{dF}{F_S} \\
 &= \frac{f^2 \cdot \cos \phi}{\rho^2} \cdot \frac{2\pi \rho^2 \cdot \sin \phi}{\pi f^2 \alpha^2 / 4} d\phi \\
 &= \frac{8}{\alpha^2} \sin \phi \cdot \cos \phi d\phi
 \end{aligned}$$

Die gesamte Konzentration ergibt sich dann durch Integration über den Paraboloid von $\phi = 0$ bis zum Randwinkel $\phi = \phi_R$

$$\begin{aligned}
 C &= \frac{8}{\alpha^2} \int_0^{\phi_R} \sin \phi \cos \phi d\phi \\
 &= \frac{4}{\alpha^2} \cdot \sin^2 \phi_R \quad (49)
 \end{aligned}$$

Wegen der mittleren Winkelbreite der Sonne von $\alpha = 32' = 0.0093$ rad folgt also

$$\begin{aligned}
 C &= \frac{4}{(0.0093)^2} \sin^2 \phi_R \\
 C &= 46\,200 \cdot \sin^2 \phi_R \quad (50)
 \end{aligned}$$

Der Verlauf der Konzentration als Funktion des Randwinkels ist in Abb. 12 dargestellt. Die maximale Konzentration wird für einen ebenen Absorber in der Brennebene bei $\phi_R = 90^\circ$ erreicht. Die Schwankung der solaren Winkelbreite infolge des wechselnden Abstandes der Erde auf ihrer elliptischen Bahn um die Sonne beträgt

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= 31.46' && (\text{Sommer}) \\
 \alpha_2 &= 32.53' && (\text{Winter}) \\
 \alpha &= 32' && (\text{im Mittel})
 \end{aligned}$$

Die maximale Konzentration ändert sich damit zwischen den Grenzen

$$\begin{array}{lll}
 C_1 = 47\,763 & (\text{Sommer}) & \\
 C_2 = 44\,672 & (\text{Winter}) & (51) \\
 C = 46\,200 & (\text{im Mittel}) &
 \end{array}$$

und schwankt bei dem Mittelwert von 46 200 um $\pm 3,3\%$.

Für die meisten praktischen Erwägungen kann dieser verwendet und die geringe Änderung mit der Jahreszeit vernachlässigt werden.

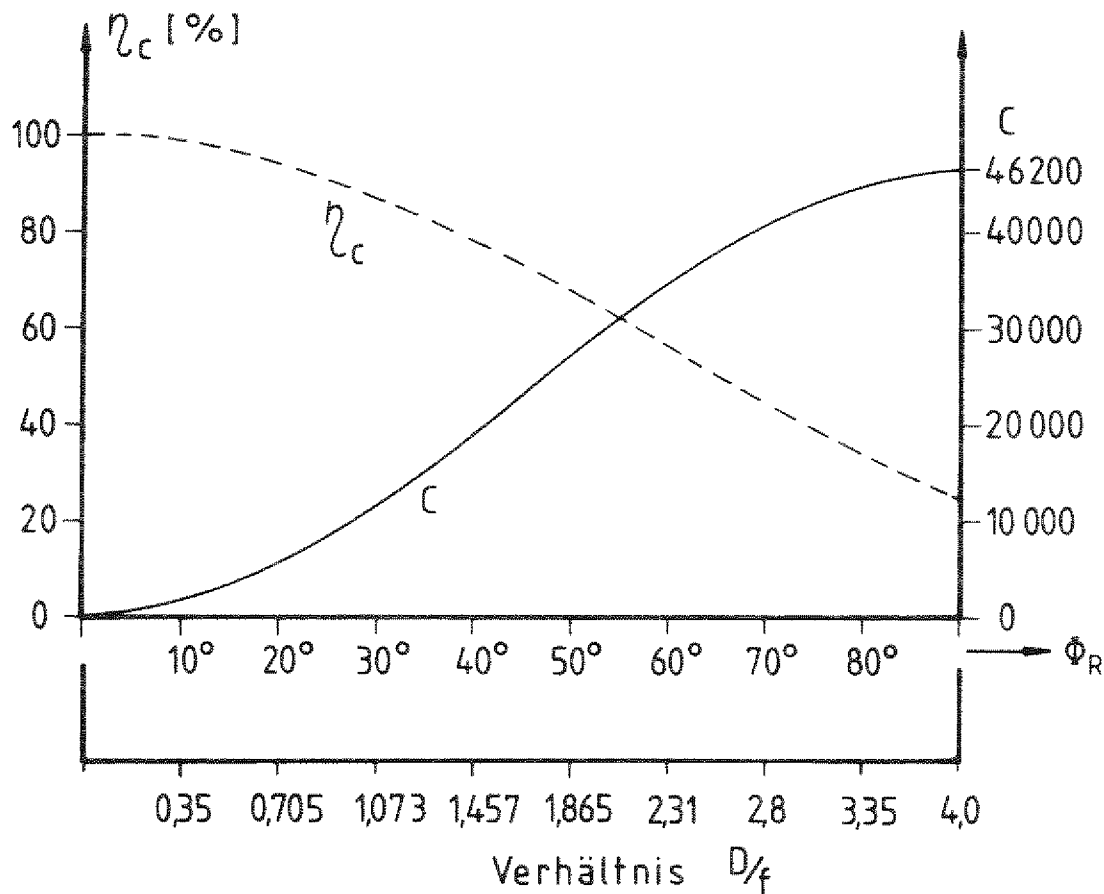


Abb. 12: Konzentration C und Konzentrationswirkungsgrad η_c als Funktion des Randwinkels ϕ_R bei einem Paraboloid

Bei der Ableitung der Konzentration nach Gleichung (50) sind implizit zwei Annahmen gemacht worden

- Die Sonnenscheibe ist von gleichmäßiger Helligkeit
- Die Intensität jedes Einzelbildes, das von den Teilen der Paraboloidoberfläche auf die Brennebene fällt, ist gleichförmig über die jeweilige Bildfläche.

Diese Vereinfachungen führen zu kleineren Fehlern in Gleichung (50), die jedoch bei Aperturen, die kleiner als $D/f = 3.0$ bzw. Randwinkeln kleiner als $\phi_R = 70^\circ$ nicht größer als etwa 10% sind.

Der Randwinkel ϕ_R zwischen der optischen Achse und dem äußeren Rand des Paraboloides, gemessen im Brennpunkt, kann auch zur Definition des Öffnungsverhältnisses benutzt werden, das, wie bereits erwähnt, üblicherweise als Verhältnis von Paraboloiddurchmesser D und Brennweite f angegeben wird

$$\frac{D}{f} = 4 \cdot \tan \frac{\phi_R}{2} = \frac{4 \sin \phi_R}{1 + \cos \phi_R} \quad (52)$$

Mit Gleichung (52) kann die Apertur des Systems in Form des Randwinkels oder des Verhältnisses D/f ausgedrückt werden.

Anstelle des geometrischen Verhältnisses in (44) kann die Konzentration eines Paraboloides auch mit Hilfe physikalischer Größen angegeben werden. Sie wird dann sinnvollerweise definiert als das Verhältnis /34/

$$C = \frac{\text{Leistungsfluß im Sonnenbild}}{\text{terrestrischer solarer Fluß bei Normaleinfall und nach Reflexion}} \quad (53)$$

Die Konzentration C ist dann die Größe, mit der der Leistungsfluß $\eta_a \eta_r p_0$ vor dem Spiegel multipliziert werden muß, um den Leistungsfluß p im Sonnenbild zu erhalten

$$C = \frac{p}{\eta_a \cdot \eta_r \cdot p_0} \quad (54)$$

Hierbei ist p_0 die extraterrestrische Solarkonstante in Erdnähe, η_a der atmosphärische Transmissionskoeffizient und η_r das reguläre Reflexionsvermögen der Spiegeloberfläche. Der Leistungsfluß p im Sonnenbild ist der Quotient, gebildet aus der gesamten vom Spiegel auf das Sonnenbild fokussierten Leistung P und der Fläche des Sonnenbildes

$$p = \frac{P}{\frac{\pi}{4} d^2}$$

Die vom Spiegel konzentrierte Leistung läßt sich durch Integration der Leistungsbeiträge von ringförmigen Oberflächensegmenten berechnen und ist eine Funktion des Randwinkels ϕ_R

$$P = \pi \cdot \eta_a \cdot \eta_r \cdot p_o \cdot f^2 \cdot \sin^2 \phi_R \quad (55)$$

Mit der Größe des idealen Sonnenbildes nach Gleichung (36) und mit (55) wird der Leistungsfluß im Sonnenbild also

$$P = \frac{P}{\frac{\pi}{4} f^2 \alpha^2} = 46\,200 \cdot \eta_a \cdot \eta_r \cdot p_o \cdot \sin^2 \phi_R \quad (56)$$

und die Konzentration in (54) in Übereinstimmung mit Gleichung (50)

$$C = 46\,200 \cdot \sin^2 \phi_R$$

Ein anderer wichtiger Parameter zur Berechnung der Leistung eines Konzentrators ist der Konzentrationswirkungsgrad η_c . Dieser "Wirkungsgrad" ist definiert als das Verhältnis der im idealen Sonnenbild empfangenen Leistung zur gesamten vom Parabolspiegel reflektierten Leistung

$$\eta_c = \frac{P}{\eta_a \cdot \eta_r \cdot p_o \cdot \frac{\pi}{4} D^2} \quad (57)$$

Mit Gleichung (55) für P und der geometrischen Beziehung (52) für D/f wird der Konzentrationswirkungsgrad

$$\eta_c = \left(\frac{1 + \cos \phi_R}{2} \right)^2 \quad (58)$$

Konzentration C und Konzentrationswirkungsgrad η_c als Funktion des Randwinkels sind in Abb. 12 für einen perfekten Paraboloid dargestellt. Bei großen Randwinkeln, also den äußeren Oberflächengebieten des Spiegels, wird anteilmäßig weniger der reflektierten Leistung im idealen Sonnenbild fokussiert, als aus den inneren Teilen des Spiegels. Für die meisten praktischen Anwendungen werden Konzentratoren mit einem Öffnungsverhältnis von $D/f = 1.0 - 3.0$ bzw. Randwinkeln von $\phi_R = 30^\circ - 75^\circ$ verwen-

det. Bei kleineren Randwinkeln als 30° ist die Konzentration eines Paraboloides bei Berücksichtigung aller Verlustfaktoren meist zu gering für die Erzeugung höherer Temperaturen. Im Bereich großer Randwinkel ($\phi_R > 75^\circ$) steigt die Konzentration nur noch geringfügig an, während sich der Konzentrationswirkungsgrad stark von etwa 40% auf 25% verringert und die Größe des Paraboloides sowie die Herstellungskosten überdurchschnittlich ansteigen.

3.3.3 Ausgangsleistung eines Parabolspiegels

Der Output eines exakt der Sonne nachgeführten parabolischen Konzentrators läßt sich besonders einfach aus der Beziehung (57) ableiten.

$$P = \eta_c \cdot \eta_a \cdot \eta_r \cdot p_0 \cdot \frac{\pi}{4} D^2 \quad (59)$$

P ist die Leistung, die im Sonnenbild des Paraboloides zur Verfügung steht und ist eine Funktion der Spiegelparameter, Aperturfläche oder des Spiegeldurchmessers D sowie des Konzentrationswirkungsgrades oder Randwinkels. Daneben besteht erwartungsgemäß eine einfache Proportionalität zur direkten Komponente der terrestrischen Solarkonstante $\eta_a \cdot p_0$. In Abb. 13 ist die Leistung als Funktion des Paraboloiddurchmessers dargestellt, wobei folgende feste Parameter gewählt wurden:

Konzentrationswirkungsgrad	η_c	= 0.73	($\phi_R = 45^\circ$)
Reflexionsvermögen	η_r	= 0.9	
atmosphärischer Transmissionskoeffizient	η_a	= 0.7	
extraterrestrische Solarkonstante in Erdnähe	p_0	= 1353 W/m ²	
terrestrische Solarkonstante	$\eta_a p_0$	= 950 W/m ²	

Für die extraterrestrische Solarkonstante ist der übliche Mittelwert von 1353 W/m² gewählt worden. Wegen des wechselnden Abstandes der Erde von der Sonne ändert sich strenggenommen

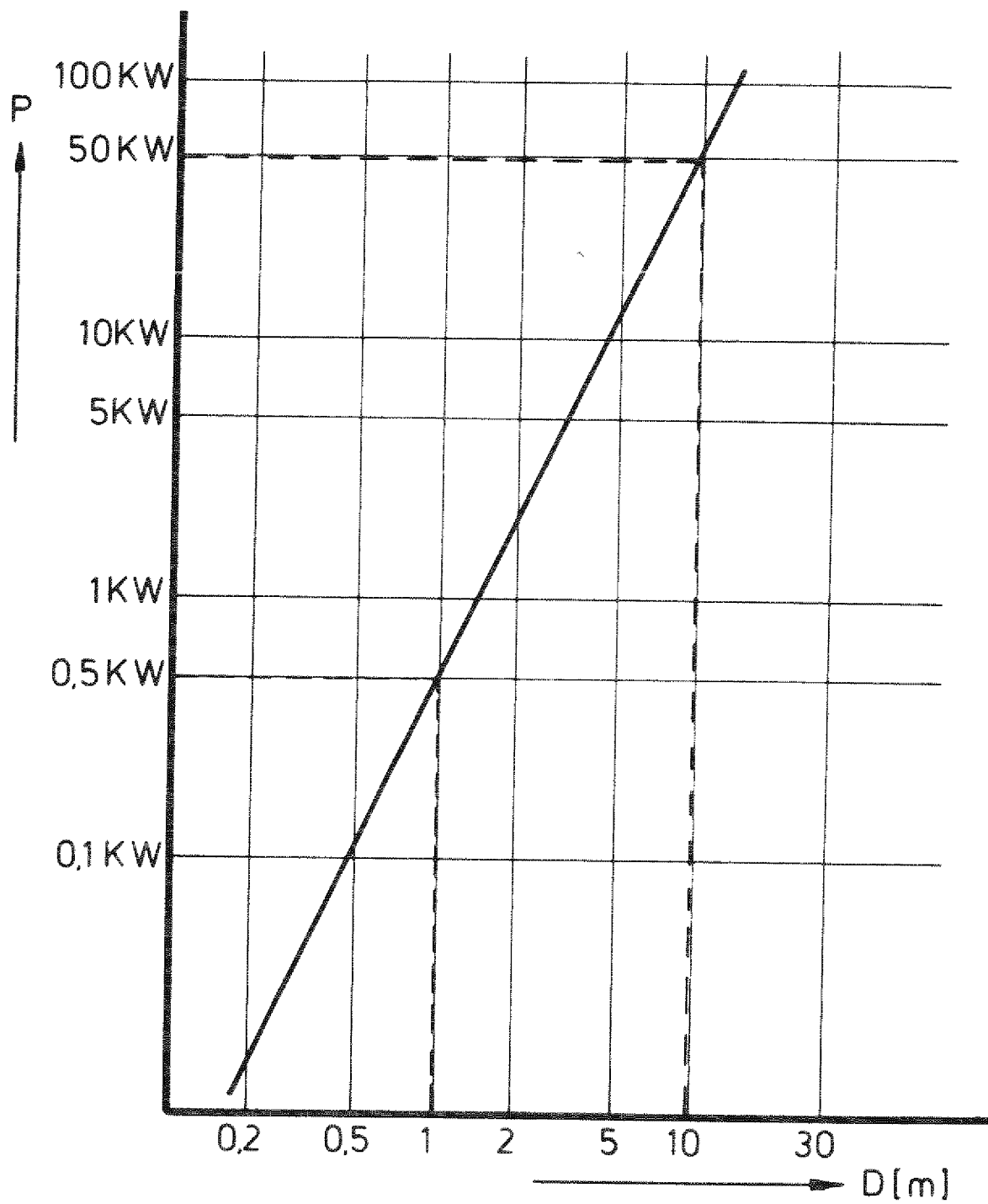


Abb. 13: Output eines Paraboloides als Funktion des Durchmessers

auch die Solarkonstante. Sie erreicht um den 1. Januar ihren höchsten Wert mit etwa 1399 W/m^2 und beträgt um den 1. Juli 1309 W/m^2 , schwankt also $\pm 3,3\%$ um den Mittelwert /35/.

Die Leistung einer Solarenergieanlage ist also bei gleichen atmosphärischen Bedingungen im Winter um etwa 6,5% höher als im Sommer. In der Praxis hängt sie jedoch viel stärker von den wechselnden Witterungsbedingungen auf der Erde ab. Für Gebiete mit klarer Atmosphäre kann die terrestrische Solarkonstante bei höchstem Sonnenstand etwa 950 W/m^2 erreichen. Einzelparaboloide lassen sich mit Durchmessern von ca. 3 m bis 10 m herstellen, so daß solche Solarenergieanlagen maximale thermische Ausgangsleistungen von 5 kW bis 50 kW erzielen. Kleinere Parabolspiegel dienen meist experimentellen Zwecken. In unserer Versuchsanlage werden Spiegel von 1 m Durchmesser mit einem Randwinkel von 45° verwendet, deren Output in der Nähe von 500 Watt liegt.

3.3.4 Intensitätsverteilung in der Brennebene und Theorie des Sonnenbildes

Die Verteilung der Strahlungsintensität in der fokalen Ebene variiert mit dem Abstand vom Zentrum des Sonnenbildes. Die Kurven in Abb. 14 zeigen die Intensität als Funktion des Verhältnisses Bilddurchmesser d zu Spiegeldurchmesser mit dem Randwinkel als Parameter.

Wie zu erwarten, nimmt die Intensität von einem Maximum im Zentrum des Sonnenbildes gegen Null zum Bildrand ab. Die Höhe des Maximums ist gemäß der Abhängigkeit der Konzentration vom Randwinkel nach Gleichung (50) ebenfalls von diesem bestimmt und bei großen Randwinkeln stärker ausgeprägt. Der größte Anteil der Solarstrahlung, die auf einen perfekten Paraboloid fällt, liegt im Sonnenbild in der Fokalebene. Die gerundete Intensitätsverteilung in der Nähe der optischen Achse entspricht genauer den wahren Verhältnissen, als die oft in der Literatur gezeigte nahezu rechtwinklige Verteilung von Abb. 10, deren Plateau innerhalb des idealen Sonnenbildes sich aus

$$I_{\max} = \frac{4\eta_r \cdot p_0}{\alpha^2} \sin^2 \phi_R = C \cdot \eta_r \cdot p_0, \quad r < \frac{\alpha}{2} \quad (60)$$

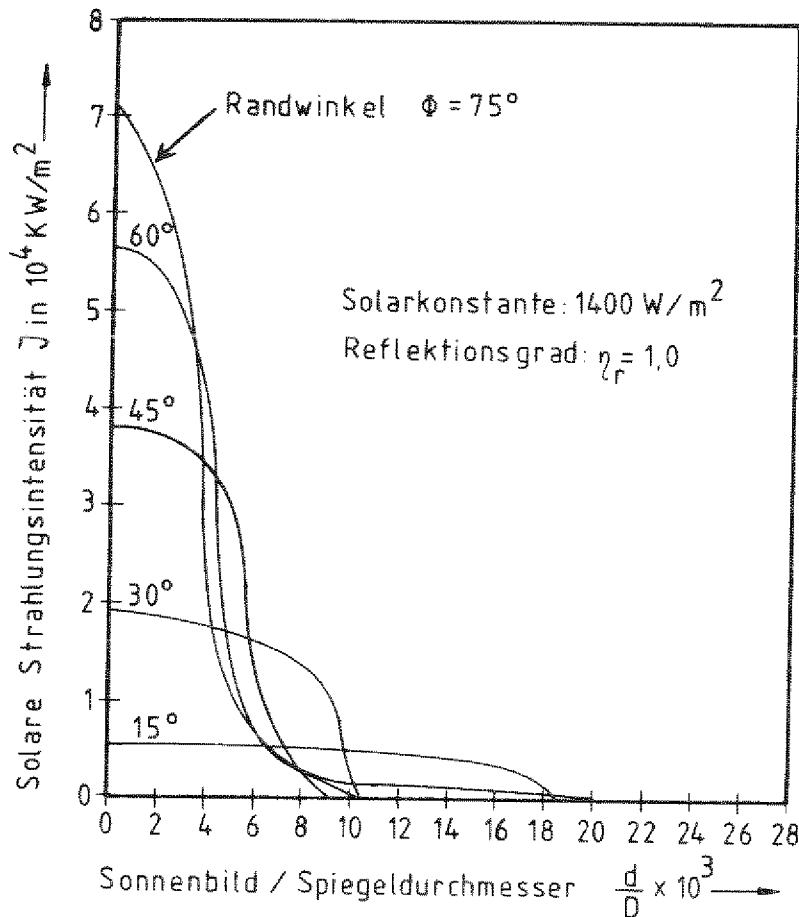


Abb. 14: Solare Strahlungsintensität in der Brennebene eines perfekten Parabolids nach /34/

bestimmen läßt. Außerhalb des idealen Sonnenbildes gelten komplizierte Funktionen, die in /31/ nachzulesen sind. Die korrektere Abrundung der Intensitätsverteilung in Abb. 14 ist zurückzuführen auf die Variation der Strahlungsintensität der Sonne über die Sonnenscheibe, der sogenannten Mitte-Randverdunkelung. Deren auf Messungen beruhender Verlauf ist für zwei extreme Wellenlängen in Abb. 15 gezeigt und kann in guter Näherung /34/ durch

$$I(\Gamma) = \frac{4.9 \cdot p_0}{\pi \cdot \alpha^2} \left(1 + 1.564 \cdot \sqrt{1 - \frac{\Gamma^2}{\Gamma_S^2}} \right) \quad (61)$$

beschrieben werden. Γ ist der Ort auf der Sonnenscheibe und Γ_S der Sonnenrand. Eine ähnliche Näherung ist in /36/ nachzulesen.

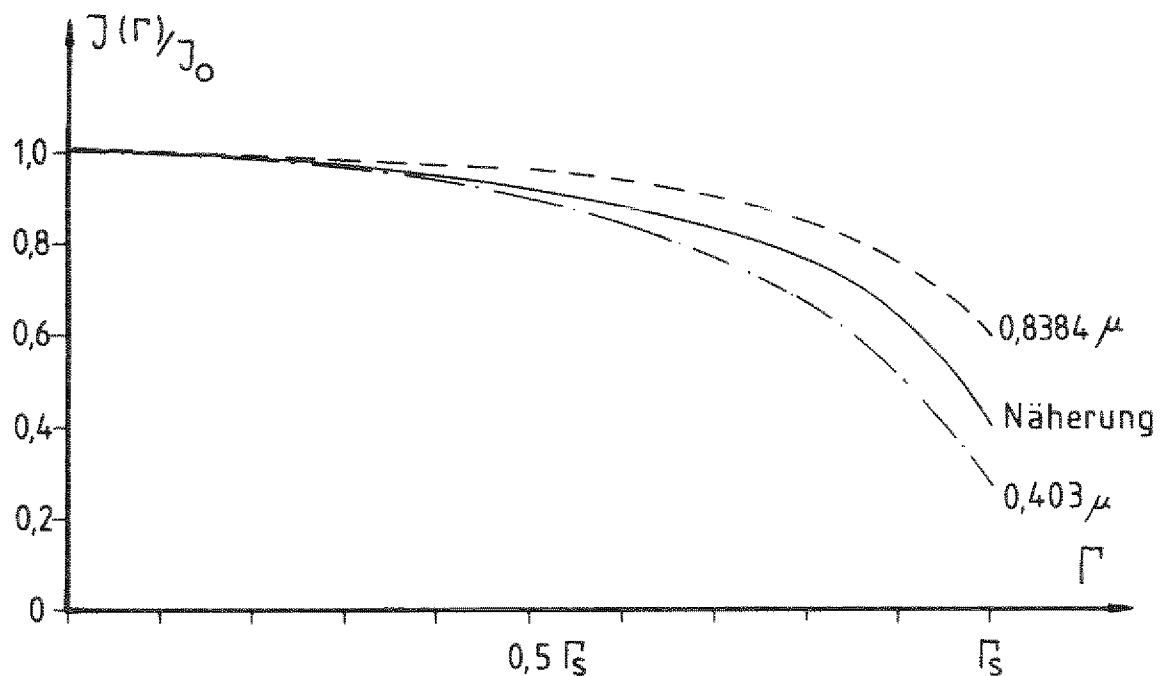


Abb. 15: Mitte-Randverdunkelung der Sonnenscheibe
und Näherung nach Gleichung (61)

Durch den starken Abfall der Intensität zum Sonnenrand können günstigere Werte bei der Konzentration der Sonnenenergie erzielt werden als bei gleichförmiger Intensität. Die Kurven in Abb. 14 basieren auf numerischer Integration mit der Verteilung nach Gleichung (61), wie in /34/ beschrieben.

In Abb. 16 sind die Intensitätsverteilungen dargestellt, die bei Abweichungen der Spiegeloberfläche von der idealen parabolischen Kontur entstehen. Man kann zwei Arten dieser Abweichungen in der geometrischen Form unterscheiden:

- a) kleine lokale Abweichungen in Position und/oder im Winkel der Tangente an die Spiegeloberfläche (Parameter ψ)
- b) Versetzungen großer Sektionen des Konzentrators, d.h. unkorrekte Ausrichtung ganzer Spiegelsegmente und/oder Fehler in der Rotationssymmetrie ($\Delta\omega$)

Diese Fehlerparameter sind in Abb. 17 dargestellt. Infolge von nicht völlig zu vermeidenden Ungenauigkeiten bei der Herstellung und durch thermische Verformung infolge von Temperaturgradienten, kommt es zu solchen Winkelabweichungen der einzelnen Oberflächenelemente. Diese bewirken eine Streuung der reflektierten Strahlung, wodurch diese in der Brennebene auf eine wesentlich größere Fläche trifft, als das bei idealer Geometrie der Fall wäre. Damit wird auch die Intensität der dort einfallenden Strahlung verringert. Der Streukreisdurchmesser b_s (Abb. 17) läßt sich aus der folgenden Gleichung ermitteln

$$\left(\frac{b_s}{d}\right)_{\max} = \frac{4\psi}{\alpha \cdot \cos \phi_R \cdot \cos^2 \frac{\phi_R}{2}} \quad (62)$$

Hierbei ist $\pm \psi$ der maximale Winkelfehler eines Oberflächenelementes am Rande des Spiegels. Flächenelemente, die näher bei der Spiegelmitte liegen, können bei gleichem Streukreisdurchmesser größere Winkelabweichungen besitzen. Ein maximaler Fehler von 15 Minuten am Rand eines Parabolspiegels mit einem Randwinkel $\phi_R = 45^\circ$ ergibt z.B. für den Streukreis $b_s = 3 d$, also die dreifache Größe des idealen Sonnenbildes. Wegen ihres statistischen Charakters lassen sich die lokalen Fehler im Winkel ψ der Spiegelemente gut mit einer Gauß'schen Fehlerverteilung beschreiben

$$f(\psi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\psi} \cdot \exp\left(-\frac{\psi^2}{2\sigma_\psi^2}\right) \quad (63)$$

Die Fehler der Form $\Delta\omega$ in Abb. 17 führen, sofern es sich um eine gleichmäßige geringfügige Abweichung von der parabolischen Konturgleichung handelt, zu keiner wesentlichen Änderung der Energieverteilung, sondern zu einer Verlagerung der Brennebene, die sich durch Verschiebung des Absorbers ausgleichen läßt. Diese Abweichungen können durch thermoelastische Ausdehnung oder Kontraktion und gleichmäßiges mechanisches Stauchen oder Strecken des Paraboloidkörpers zustande kommen.

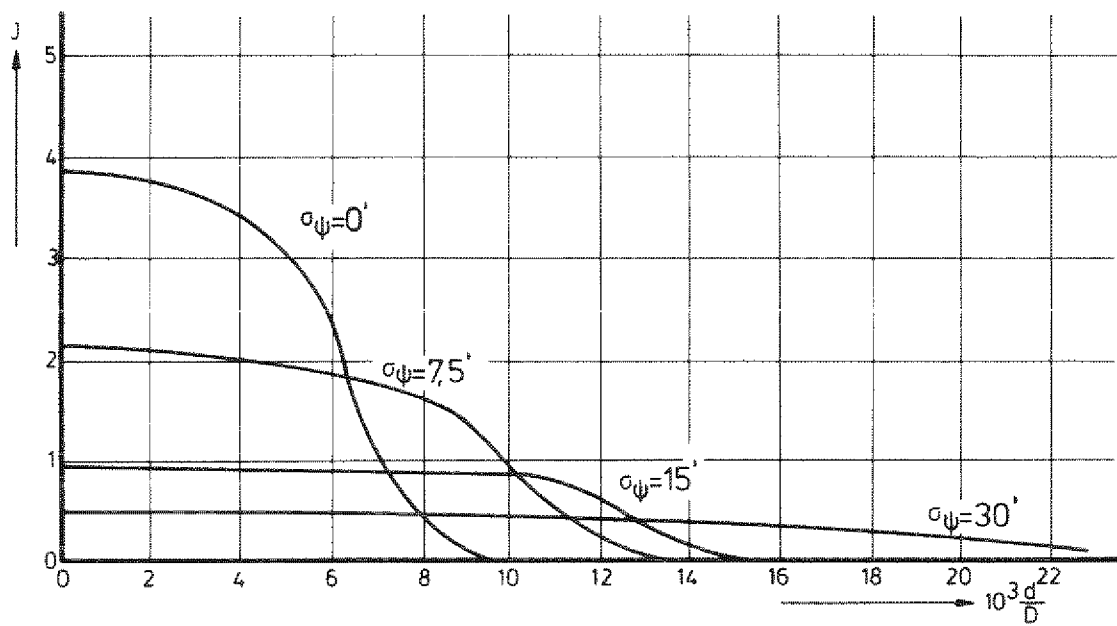


Abb. 16: Solare Strahlungsintensität I in 10^4 kW/m^2 in der Brennebene eines Paraboloiden mit Oberflächenfehlern σ_ψ für $\bar{\Phi}_R = 45^\circ$.

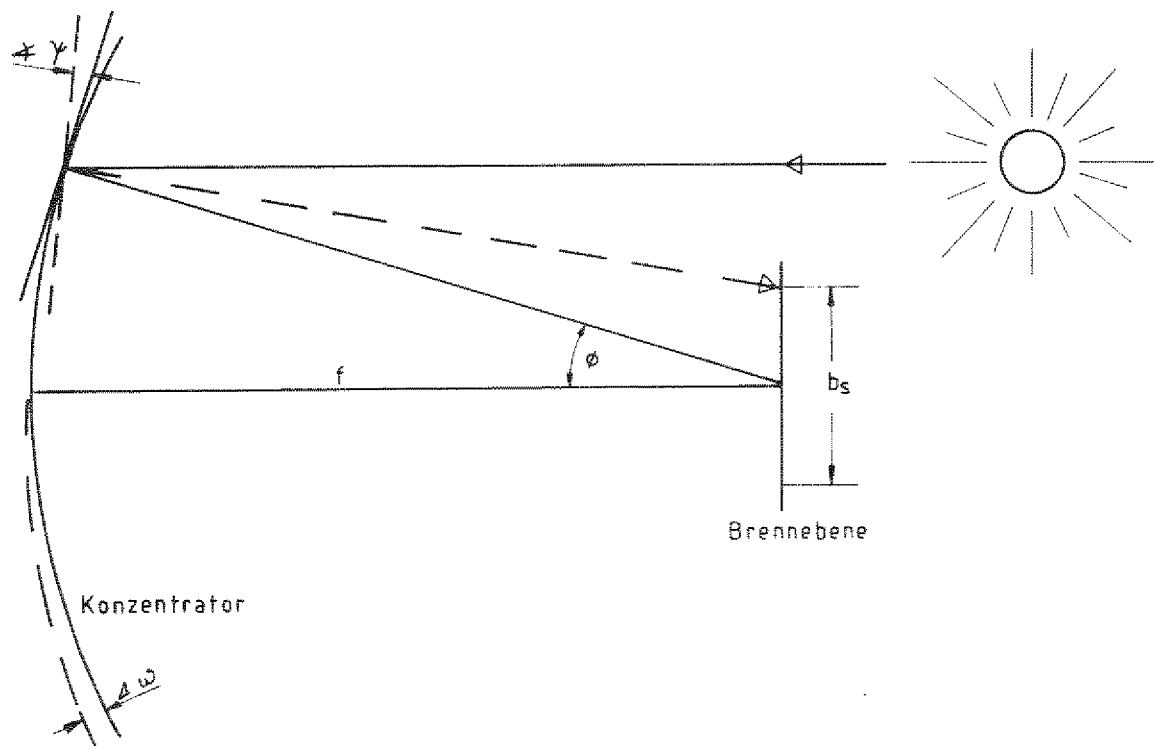


Abb 17: Winkelfehler der Spiegelfläche

Bei Annahme einer Fehlerverteilung nach (63) erhält man für die Intensitätsverteilung in der Brennebene ebenfalls eine reine Gaußkurve mit σ_ψ als mittleren quadratischen Fehler /7/.

Bei Berücksichtigung der Mitte-Randverdunkelung der Sonnenscheibe ergeben sich die wirklichkeitsnäheren gaußähnlichen Intensitätsprofile von Abb. 16 /34/. Hierbei sind Winkelfehler der ersten Art a) für mittlere quadratische Fehler $\sigma_\psi = 0'$ (perfekter Paraboloid), $7,5'$, $15'$ und $30'$ dargestellt. Größere Winkelfehler führen zu einer Verteilung der Zentralintensität über die gesamte fokale Ebene. Überträgt man den Winkelfehler σ_ψ auf die Spiegelkontur, so bedeutet ein Fehler von z.B. $\sigma_\psi = 15'$ eine lokale Abweichung um 40μ auf 1 cm Konturlänge.

Als zweite Gruppe von Fehlern neben den Oberflächenfehlern beeinflussen Orientierungsfehler die Leistung eines Konzentrator-Absorbersystems. Orientierungsfehler treten aus zweierlei Gründen auf:

1. Fehlerhafte Ausrichtung des Gesamtsystems zur Sonne, bedingt durch Toleranzen, die dem Nachführungssystem - eventuell in Kombination mit einem Sensor - zugebilligt werden müssen.
2. Fehlerhafte Ausrichtung Spiegel-Absorber, bedingt durch Fertigungstoleranzen bei den Verbindungselementen und deren nachträgliche Verformung, z.B. durch Temperatureinflüsse.

Die Auswirkung der Orientierungsfehler besteht nicht nur in einer Verschiebung, sondern auch in einer Vergrößerung des Brennfleckes, die mit einer entsprechenden Intensitätsminderung verbunden ist.

Die maximale, durch einen Orientierungsfehler verursachte Strahl-
ablenkung in der Brennebene (s. Abb. 18) beträgt

$$c = \frac{2 \varphi \cdot d}{\alpha \cdot \cos \phi_R (1 + \cos \phi_R)} \quad (64)$$

φ ist dabei derjenige Fehler, der sich im ungünstigsten Fall

bei Addition der beiden oben erwähnten Fehlerkomponenten ergibt.

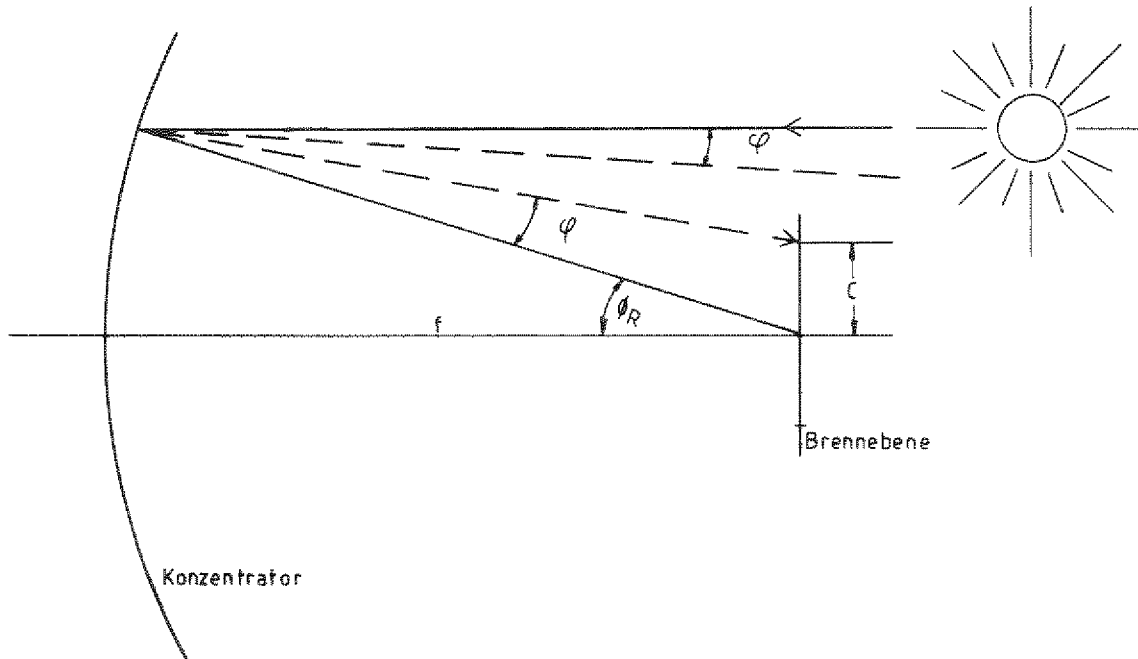


Abb. 18: Strahlablenkung durch Orientierungsfehler

Bei Sonnenenergieanlagen mit Absorbertemperaturen von ca. 1000 – 1300° K sind noch Orientierungsfehler von $\pm 0,5^\circ$ zulässig /34, 31/. Das Nachführungssystem gewährleistet in unserem Falle eine Orientierungsgenauigkeit von ± 10 Minuten oder besser. Die Verbindungselemente zwischen Spiegel und Absorber werden so ausgelegt, daß der Ausrichtungsfehler einen Wert von ± 10 Minuten nicht überschreitet. Insgesamt ergibt sich also eine Maximalabweichung von 20 Minuten, die durch Einrichten des Absorbers bei Betriebsbeginn und geringfügige Manipulationen beim Betrieb ausgeglichen werden kann, so daß immer die Strahlung maximaler Intensität in das Absorberinnere gelangt.

Liegt keine Rechteckverteilung für die Intensität vor, sondern, wie in diesem Kapitel genauer ausgeführt, eine "gaußähnliche", so verändern sich für korrekte Rechnungen auch die anderen wichtigen Größen eines Konzentratorsystems. Es gilt dann für die Konzentration gemäß ihrer Definition (53) ein integraler Ausdruck

$$C = \frac{\text{Mittlere Intensität über das Sonnenbild}}{\text{Solare Intensität ohne Konzentration}} = \frac{\int_0^{d/2} I(r) 2\pi r dr}{p_0 \cdot \pi \cdot d^2/4} \quad (65)$$

und für den Konzentrationswirkungsgrad nach (57) ebenfalls

$$\eta_c = \frac{\text{Energie im idealen Sonnenbild}}{\text{Energie auf den Spiegel}} = \frac{\int_0^{d/2} I(r) 2\pi r dr}{p_0 \cdot \pi \cdot D^2/4} \quad (66)$$

Das vorher in Gleichung (5) eingeführte geometrische Verhältnis von Aperturfläche zur Absorberfläche eines Reflektor-Absorbersystems wird auch als "geometrisches Konzentrationsverhältnis" bezeichnet und hat im rotationssymmetrischen Fall die Form

$$C_{\text{geom}} = \frac{F_A}{F_{\text{abs}}} = \left(\frac{D}{d_{\text{abs}}} \right)^2 \quad (67)$$

wobei D der Spiegeldurchmesser und d_{abs} der Durchmesser des die Energie auffangenden Absorbers ist. Für den Fall, daß dieser die Größe des Sonnenbildes $d = d_{\text{abs}}$ hat, erhält man zwischen "geometrischer Konzentration" (67) und "Flußkonzentration" (65) die Beziehung

$$C_{\text{Fluß}} = \eta_c \cdot C_{\text{geom}}. \quad (68)$$

Während C_{geom} nur ein theoretisches Flächenverhältnis darstellt, und die Konzentration unter idealen Bedingungen, also ohne Absorption, Reflektion, Deformation des Sonnenbildes usw. angibt, werden in der Größe $C_{\text{Fluß}}$, der "Flußkonzentration", die realen energetischen Verhältnisse des Sonnenbildes, seine Aus-

dehnung und Deformation wiedergegeben. Es ist immer kleiner als $C_{\text{geom.}}$ und sollte bei genaueren Abschätzungen von Temperatur und Leistung eines Reflektor-Absorbersystems angewendet werden.

3.3.5 Anforderungen an den Absorber

Die Umwandlung der von einem Rotationsparaboloiden gesammelten solaren Strahlungsenergie in thermische Energie kann am effektivsten in einem Hohlraumabsorber stattfinden, der kugelförmige oder üblicherweise zylinderförmige Gestalt hat. Hierbei sind die thermischen Verluste bei hohen Temperaturen wegen der vorteilhaften räumlichen Struktur des Hohlraumes am geringsten zu halten. Denn die unvermeidlichen Rückstrahlungsverluste sind durch die relativ kleine Aperturfläche begrenzt, während die thermisch nutzbare Energie über die gesamte Oberfläche des Hohlraumes abgeführt werden kann, deren Ausdehnung nur durch die Notwendigkeit, die Wärmeverluste durch Konduktion und Konvektion gering zu halten, beschränkt ist.

Ein Plattenabsorber, der die Ausdehnung des Brennfleckes haben müßte, ist für die Abführung der Energie wegen der geringen Abmessungen nicht geeignet.

Der Vorteil eines rotationssymmetrischen Konzentrador-Absorbersystems gegenüber einem zweidimensionalen System, wie dem parabolischen Trog, liegt zusätzlich darin, daß insbesondere bei hohen Temperaturen die Wärmeverluste eines rohrförmigen linearen Absorbersystems wegen der größeren geometrischen Abmessungen schlechter zu kontrollieren und damit höher sind als bei rotationssymmetrischen Systemen.

Der Hohlraumabsorber, d.h. dessen Öffnung oder Apertur, muß im Brennpunkt des Parabolspiegels liegen, wie in Abb. 19 angedeutet ist. Der Durchmesser der Apertur entspricht etwa dem erzeugten Sonnenbilddurchmesser. Das sind bei unserem Spiegel mit 1 m Durchmesser, 60 cm Brennweite bzw. 45° Randwinkel und

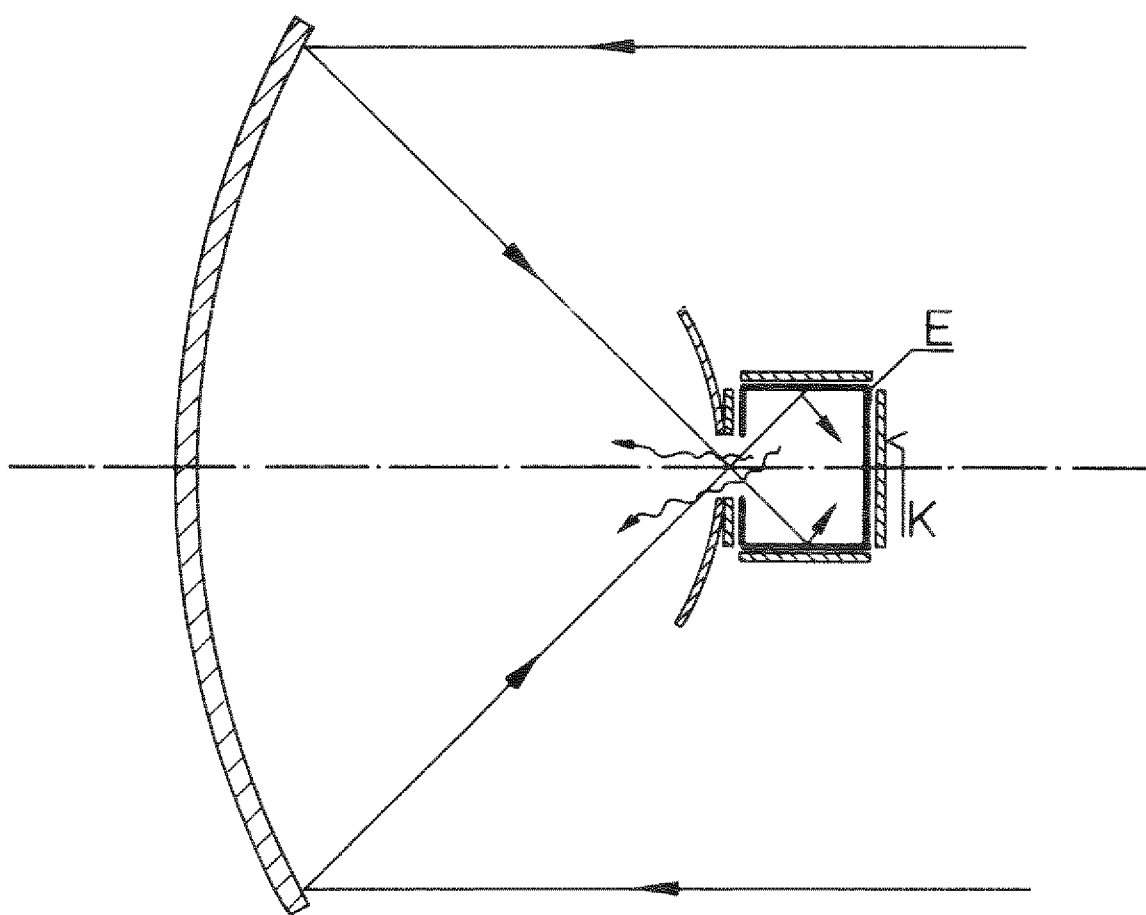


Abb. 19: Konzentrator-Absorbersystem,
 E = Hohlraumwand auf Arbeitstemperatur,
 K = Isolationswände gegen Wärmeleitung und Konvek-
 tion.
 Die Rückstrahlungsverluste und ein Nachkonzentrator
 an der Apertur sind angedeutet

zulässigen Oberflächenfehlern von $\sigma_\psi = 15'$ etwa 12 - 16 mm Aper-
 turdurchmesser. Es ist der Bereich, in dem die zugehörige
 Strahlungsintensität des Sonnenbildes nach Abb. 16 abfällt.

Bei nicht ausreichender Konzentration, etwa infolge größerer
 Oberflächenfehler des Paraboloides, besteht die Möglichkeit,
 einen zweiten Konzentrator zu verwenden, der vor der Hohlraum-
 apertur angebracht wird. Hierzu kann man vorteilhaft ein nicht-
 abbildendes optisches System, wie den "Compound Parabolic Con-
 concentrator" (CPC), verwenden /26/. Er wurde ursprünglich für den
 Auffang von Cerenkov-Strahlung in der Hochenergiephysik entwik-
 kelt /30, 37, 38/ und besteht aus parabolischen Reflektoren,

die die Strahlung von ihrer Apertur zum Absorber leiten (Abb.20). Die rechte und die linke Hälfte gehören zu verschiedenen Parabeln. Die Achse des rechten Parabelastes A beispielsweise bildet mit der Kollektormittelebene den Winkel θ , und sein Brennpunkt liegt in A'. Die linke Hälfte B fokussiert in Punkt B'. Alle Strahlen, die auf den CPC im Winkelbereich $|\theta'| \leq \theta$ fallen, werden aufgenommen und gelangen zur Ebene A'B', an die sich der Hohlraumabsorber anschließt.

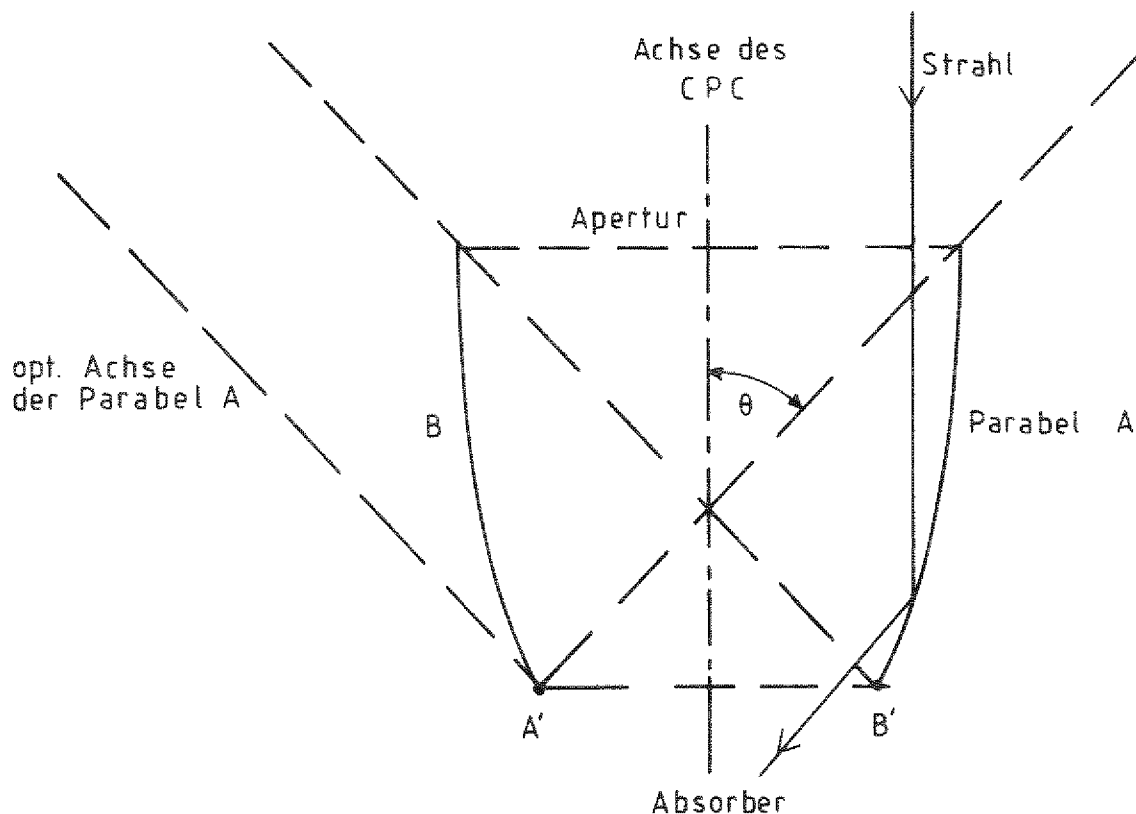


Abb. 20: CPC-Konzentrator

Strahlung außerhalb des Einfallwinkelbereiches $|\theta'| > \theta$ wird nach Mehrfachreflexionen wieder durch die Apertur des CPC zurückgeworfen. Ist die einfallende Strahlung gleichförmig über alle Winkel $|\theta'| \leq \theta$ verteilt, dann ist die Strahlung am Absorber, also auf der Apertur des nachgeschalteten Hohlraumabsorbers, total diffus und wird von diesem somit absorbiert.

Die Konzentration eines rotationssymmetrischen CPC erreicht die ideale Grenzkonzentration in Gleichung (13), wenn der Austauschfaktor $E_{\text{abs} \rightarrow \text{s}} = 1$ wird, also

$$C = \frac{1}{\sin^2 \theta} \quad (69)$$

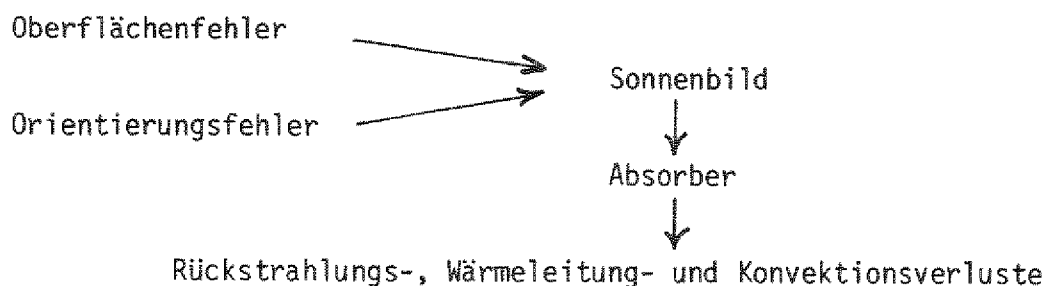
Diese Konzentratoren heißen nach Winston /38, 39/ "ideale Konzentratoren". Auch im menschlichen Auge ist die Form der Zäpfchenrezeptoren in der Retina einem CPC mit einem Eintrittswinkel von $\theta = 13^\circ$ sehr ähnlich /40/.

In unserem Falle läßt sich mit diesem Nachkonzentrator bei einem Spiegelrandwinkel von $\phi_R = 45^\circ$, der auch der Einfallswinkel $|\theta'| = |\phi_R| \leq \theta$ des CPC sein muß, eine Erhöhung der Konzentration

$$C = \frac{1}{\sin^2 \phi_R} = 2, \quad \phi_R = 45^\circ$$

um den Faktor 2 erreichen. Soll die Strahlung aus einem größeren Winkelbereich oder einem weiten Kollektorfeld mit einer höheren Nachkonzentration versehen werden, können mehrere CPC's mit kleineren Einfallswinkeln und damit höherer Konzentration zu einem CPC-"Fliegenauge" kombiniert und dem Hohlraumabsorber vorgeschaltet werden /26/.

Um das System Sonne - Reflektor - Absorber zu optimieren, muß man das folgende Schema betrachten, das die einzelnen Größen zeigt, die einander beeinflussen:



Die Größe des durch die Oberflächenfehler mehr oder weniger ausgedehnten Sonnenbildes bestimmt zusammen mit den Orientierungsfehlern bei der Sonnennachführung des Paraboloides den Durchmesser der Absorberapertur. Eine Vergrößerung der Absorberapertur bedeutet einerseits, daß mehr Strahlungsenergie aus dem flachen Ende der Energieverteilung in der Brennebene aufgenommen wird, andererseits entstehen wegen der größeren Aperturfläche höhere Rückstrahlungsverluste aus dem Hohlraumabsorber. Für eine gewünschte Hohlrauminnentemperatur ist das System bezüglich dieser Größen zu bilanzieren und optimieren.

Der Kollektor-Absorberwirkungsgrad η_{C-A} , der maximal werden soll, beschreibt diesen Sachverhalt. Er ist definiert als

$$\eta_{C-A} = \frac{\text{Gesamte vom Hohlraum absorbierte Energie}}{\text{Gesamte auf den Kollektor einfallende Energie}}$$

und ist die Funktion

$$\eta_{C-A} = \underbrace{\eta_s (d_a, \sigma_\psi) \cdot \eta_A \cdot \eta_H \cdot \eta_r}_{\text{rel. Absorberinput}} - \underbrace{\frac{d_a^2 \cdot \sigma \cdot T_a^4}{D^2 \cdot p'_0}}_{\text{rel. Rückstrahlungsverluste}} \quad (70)$$

wobei gilt

- $\eta_s \cdot \eta_r$ = Spiegelwirkungsgrad
- η_A = Bruchteil der unbeschatteten Konzentratorfläche
- η_H = Hohlraumwirkungsgrad (Abweichung vom idealen schwarzen Körper)
- η_r = Reflexionsvermögen des Spiegels
- d_a = Aperturdurchmesser des Hohlraumabsorbers
- D = Konzentratordurchmesser
- T_a = Hohlrauminnentemperatur
- p'_0 = terrestrische Solarkonstante
- σ = Stefan-Boltzmann-Konstante

Der Spiegelwirkungsgrad ist dabei definiert als

$$\eta_s \cdot \eta_r = \frac{\text{Energie in die Hohlraumapertur}}{\text{Gesamte eingestrahlte Energie auf den Spiegel}}$$

η_s ist nun seinerseits eine Funktion des Apertur- bzw. Sonnenbilddurchmessers sowie der Oberflächenfehler σ_ψ des Spiegels, wie in Abb. 21 dargestellt, und ist integral mit der Energieverteilung im Brennpunkt (Abb. 16) verknüpft, aus der die Kurven in Abb. 21 gewonnen wurden /34/.

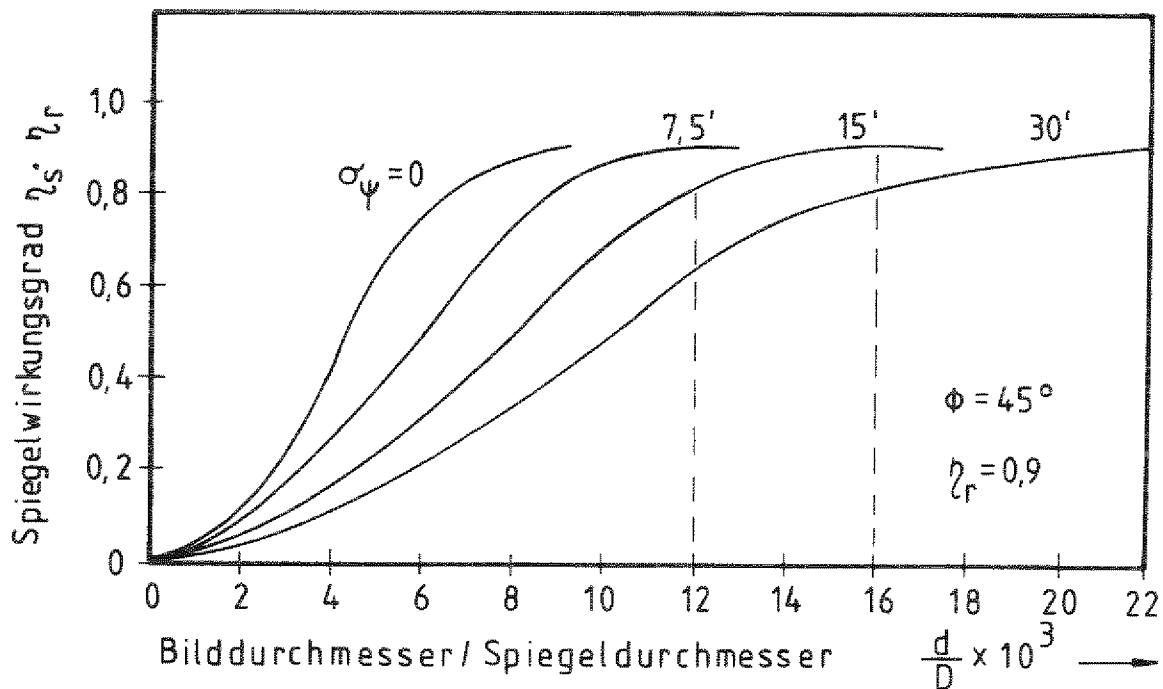


Abb. 21: Spiegelwirkungsgrad für ein Paraboloid mit kleinen Oberflächenfehlern σ_ψ

Man sieht, daß selbst relativ große Werte des Parameters σ_ψ nicht zu einem drastischen Abfall im Wirkungsgrad des Spiegels führen müssen, wenn gleichzeitig die Öffnung des Hohlraumabsorbers $d = d_a$ vergrößert werden kann.

Bei Berücksichtigung der Rückstrahlungsverluste, die ebenfalls wie η_s mit wachsender Apertur des Absorbers steigen, muß der Kollektor-Absorberwirkungsgrad $\eta_{C-A}(d_a, \sigma_\psi)$ nach Gleichung (70)

für einen bestimmten Absorberdurchmesser d_a ein Maximum besitzen. Bei weiterer Vergrößerung von d_a bekommt man im abfallenden Teil der Energieverteilung im Brennpunkt von Abb. 16 weniger Energie hinzu, als durch die Rückstrahlungsverluste aus der Hohlraumapertur verlorengehen, d.h. in Gleichung (70) beginnt der zweite Term auf der rechten Seite zu überwiegen.

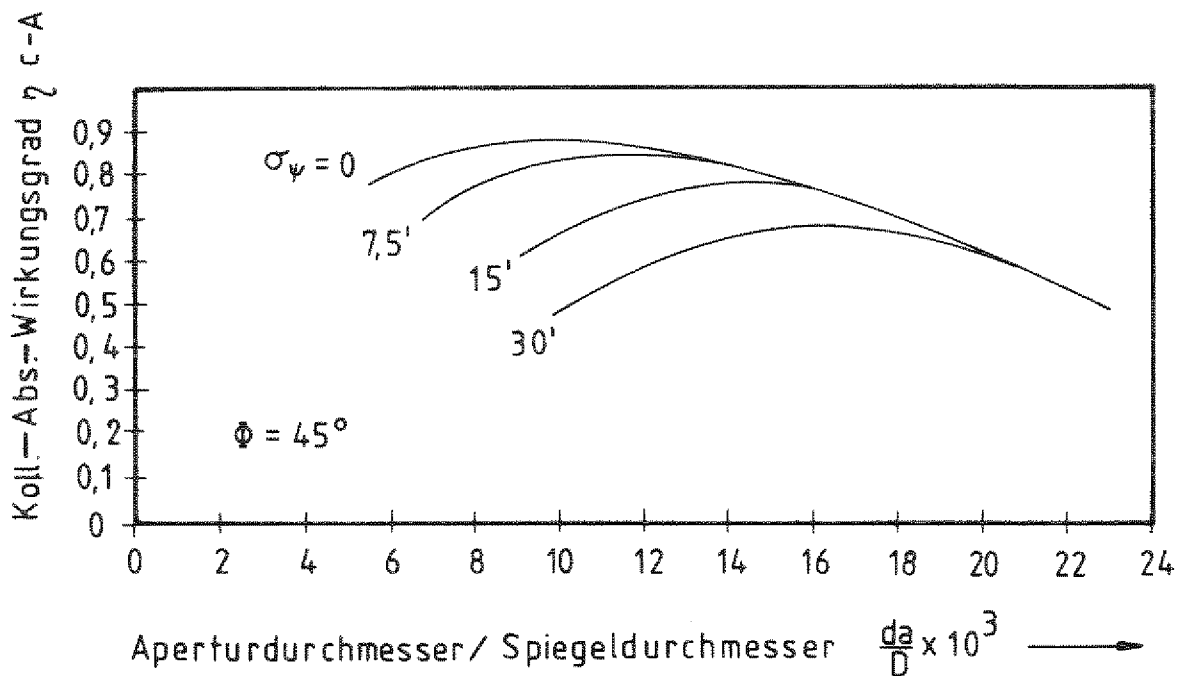


Abb. 22: Kollektor-Absorber-Wirkungsgrad für einen parabolischen Konzentrator mit kleinen Oberflächenfehlern σ_ψ

Die Abb. 22 zeigt den Verlauf des Kollektor-Absorberwirkungsgrades für eine Absorbertemperatur von 1700°C mit einem Maximum von $\eta_{c-A} \approx 75\%$ bei einem Absorberaperturdurchmesser von $d = d_a \approx 14 \text{ mm}$ für ein Paraboloid mit 1 m Durchmesser und Oberflächenfehlern von $\sigma_\psi = 15'$. Der Aperturdurchmesser liegt also unter dem entsprechenden Gesamtsonnenbilddurchmesser von $d = 16 \text{ mm}$ in Abb. 16. Es darf angenommen werden, daß die Ver-

hältnisse für eine Arbeitstemperatur des Hohlraumes von 1000°C ähnlich sind und für den Paraboloid von $D = 1000 \text{ mm}$ und $\sigma_{\psi} = 15'$ das Maximum für Spiegelwirkungsgrad bzw. Kollektor-Absorberwirkungsgrad bei einem Absorberaperturdurchmesser von $d_a \approx 12-16 \text{ mm}$ liegen wird.

Die hohe von uns angestrebte Arbeitstemperatur von 800°C - 1000°C stellt an die Materialien für den Hohlraumabsorber, besonders in Hinsicht auf die Beständigkeit gegenüber aggressiven chemischen Substanzen wie SO_3 und SO_2 in unserem SO_3 -Referenz-Prozeß hohe Anforderungen. Keramische Materialien wie Siliziumkarbid scheinen eine bessere Alternative darzustellen als metallische Legierungen.

Wie Laborversuche gezeigt haben, ist Siliziumkarbid zu beliebigen Körpern formbar, insbesondere kann es zu Rohren gepreßt werden. die gebräuchlichen Katalysatormaterialien können außerdem in die Wandung der Keramik eingebettet werden und so den Aufbau der Zone vereinfachen, in der die chemischen Reaktionen ablaufen sollen /41/.

3.3.6 Optische Daten der verwendeten Konzentratoren

Mit Hilfe der Aussagen in den vorangegangenen Kapiteln lassen sich die notwendigen Eigenschaften eines für Hochtemperaturzwecke geeigneten Konzentrators zusammenfassen. Die Konzentration muß etwa $C \approx 1000$ betragen, die Oberflächenfehler dürfen einen Wert von $\sigma_{\psi} = 15'$ nicht überschreiten, und die Anlage muß der Sonne mit einer Genauigkeit nachgeführt werden, so daß die Orientierungsfehler $\varphi = 10'$ bzw. die Strahlablenkung den halben idealen Sonnendurchmesser nicht übertreffen.

Die verschiedenen im Experiment getesteten Konzentratoren sind mit ihren wichtigsten theoretischen optischen Daten in Tabelle III aufgeführt. In Spalte 7 ist die ideale Konzentration aus dem Randwinkel gemäß der Gleichungen (29) und (31) angegeben. In Spalte 8 wurde das ideale Sonnenbild (Kernbereich) nach Gleichung (36), in Spalte 10 die maximale Streuung b_s bei $\sigma_{\psi} = 15'$ Oberflächenfehler nach Gleichung (62) eingetragen und

kann mit der realistischeren Intensitätsverteilung in der Brennebene nach Abb. 16 verglichen werden. Hieraus ergibt sich auch die anzunehmende optimale Absorberapertur in Spalte 13, die mit den Überlegungen zum maximalen Kollektor-Absorberwirkungsgrad (vgl. Abb. 22) übereinstimmen. Die geometrische Konzentration und "Flußkonzentration" ergeben sich dann nach Gleichungen (67) und (68). In Spalte 16 wurde versucht, mit diesen Konzentrationswerten die theoretischen Absorberleerlauftemperatur nach Gleichung (24) mit $\eta = 0$ und $\tau = 0,5$ (vgl. Abb. 6) abzuschätzen.

Die Oberfläche des Reflektors selbst muß glatt sein und ein hohes reguläres (gerichtetes) Reflexionsvermögen für die Solarstrahlung besitzen ($\eta_r \geq 85\%$), wie es mit Ag- oder Al-Beschichtungen zu erreichen ist. Zur Wetterbeständigkeit ist die reflektierende Schicht mit einer dünnen Schutzschicht aus wetterfestem und wenig absorbierendem Material (Lacke, SiO_2) versehen (Spiegel P3). Bei den anderen Spiegeln ist die reflektierende Schicht rückseitig aufgebracht, was die Wetterfestigkeit erheblich verbessert, die Absorptionsverluste im Glas oder Acrylglas müssen jedoch dann in Kauf genommen werden. Außerdem sollte der Paraboloid leicht und billig herstellbar sein. Übliche Materialien sind Silikatglas und Acrylglas, wobei man durch thermisches Verformen die Paraboloid mit den gewünschten Eigenschaften erhält. Auch ist es möglich, durch Pressen von Metallblech (Al, Stahl) geeignete Parabolspiegel herzustellen /42/. Bei Verwendung von Glas läßt sich das Problem der Wetterbeständigkeit am dauerhaftesten lösen durch die rückseitige Verspiegelung mit Ag und Verkupferung als Wetterschutz von möglichst dünnen, jedoch mechanisch noch stabilen Parabolkörpern.

Um die verschiedenen mechanischen und optischen Möglichkeiten bei der Ausführung der Parabolide zu beurteilen, wurden Spiegel aus Glas (G, S) und Plexiglas (P1, P2, P3) mit verschiedenen optischen Beschichtungen und Materialstärken im Experiment erprobt (s. Tabelle III). Der kostengünstigere sphärische Spiegel hat für unsere Zwecke eine zu geringe Konzentration und wegen der größeren optischen Abweichungen (sphärische Aberration)

sind seine Daten in Tabelle III nicht vollständig anzugeben.
Er soll in diesem Rahmen nur zu Vergleichsmessungen dienen.

Tabelle III: Optische Daten der verwendeten Konzentratoren

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Konzen- trator	Material und Material- stärke	Durch- messer D [mm]	Brenn- weite f [mm]	Spiegel- tiefe [mm]	Rand- winkel ϕ	ideale Konzent- ration C	ideales Sonnen- bild d [mm]	zuläss. Oberflä- chenfeh- ler σ_ψ	max. Streu- ung von d b_s [mm]	zul. Orien- tierungs- fehler φ	Strahl- ablenkung durch c [mm]	Absorber- apertur d _a [mm]	geom. Konzent- rat. C _{geom.}	Fluß- konzent- rat. C _{fluß}	Absorber- Leerlauf- temp. T _{abs} [°C]
Glasparabo- loid G Verspiege- lung rück- seitig: Ag	Float glass 3,5 mm stark	900	603	85	41°	19900	5,6	15'	16	10'	2,6	12-16	5600 - 3100	4300 - 2400	2500 - 2100
Plexiparabo- loid P1 Verspiege- lung rück- seitig: Ag	Acryl- glas (PMMA) [*] 6 mm stark	1000	603	103	45°	23100	5,6	15'	17	10'	2,9	12-16	7000 - 3900	5100 - 2800	2600 - 2200
Plexiparabo- loid P2 Verspiege- lung rück- seitig: Al	Acryl- glas (PMMA) 8 mm stark	1000	603	103	45°	23100	5,6	15'	17	10'	2,9	12-16	7000 - 3900	5100 - 2800	2600 - 2200
Plexiparabo- loid P3 Verspiege- lung vorder- seitig: Al	Acryl- glas (PMMA) 10 mm stark	1000	603	103	45°	23100	5,6	15'	17	10'	2,9	12-16	7000 - 3900	5100 - 2800	2600 - 2200
Sphäri- scher Spie- gel S Verspiege- lung rück- seitig: Ag	Float glass 3,5 mm stark	840	960	47	12,6° (**)	660	9	-	-	10'	-	-	-	-	1500

* PMMA: Polymethacrylsäure-Methylester,

(**): 12,6° ist der Winkel im Krümmungsmittelpunkt

4. AUFBAU DES EXPERIMENTES UND MESSERGEBNISSE

4.1 Mechanik und Instrumentierung der Experimentieranlage

Als astronomisches Koordinatensystem für den Parabolspiegel als Sonnenkonzentrator wurde das Äquatorialsystem gewählt (Abb. 23). Hierbei zeigt die eine der beiden Drehachsen zum Himmelsnordpol (siderische Achse), der ungefähr identisch mit dem Polarstern ist, die andere Achse (Deklinationssachse) ist senkrecht zur vorigen. Die siderische Achse ist etwa um die geographische Breite φ des Aufstellungsortes gegen die Horizontale geneigt - für Jülich beträgt $\varphi = 50^{\circ}55'23''$ nördliche Breite, also $\varphi \approx 51^{\circ}$ - und führt genau eine Umdrehung pro Tag oder $15^{\circ}/h$ (Stundenwinkel der Sonne) aus. Die Deklinationssachse gleicht die Änderungen der Sonnenhöhe über die Jahreszeiten aus, durchschnittlich $0,25^{\circ}/\text{Tag}$.

Die Nachführung des Konzentrators in diesem System hat Vorteile: sie kann mit konstanter Winkelgeschwindigkeit bzgl. der siderischen Achse geführt werden, wobei nur sehr geringe Korrekturbewegungen für beide Achsen zu überlagern sind. Die nötigen Korrekturen können per Hand oder über ein Feinregelsystem mit einem Sonnensensor ausgeführt werden. Außerdem wird die Sonne auch bei längeren Phasen von Bewölkung durch die gleichmäßige Bewegung der siderischen Achse - am zwecksmäßigsten durch einen Synchronmotor - weiterverfolgt, so daß die geringen Positionsfehler bei Wiederauftauchen der Sonne innerhalb des Suchwinkels eines Sensorsystems gehalten werden oder schnell von Hand auszuregeln sind.

Die Antriebselemente unseres Nachführungssystems bestehen deshalb aus drei Motoren, nämlich einem Synchronmotor (40 W, 1500 Upm) und zwei regelbaren Gleichstrommotoren (30 W, 30 bis 3000 Upm) sowie den dazu passenden Getrieben. Für die gleichmäßige Bewegung der siderischen Achse wird der Synchronmotor verwendet, der über zwei geteilte Schneckengetriebe (1800:1 und 1200:1) genau eine Umdrehung pro Tag macht. Zur schnellen Korrektur dieser Bewegung (ca. $\pm 1^{\circ}$ in 10 sec) ist zwischen

die beiden Schneckengetriebe ein Differentialgetriebe geschaltet, über das die Bewegung eines der regelbaren Gleichstrommotoren überlagert werden und so die synchrone Tagesdrehung bei Bedarf beschleunigt, verzögert oder umgekehrt werden kann.

Insbesondere ist über das Differential eine elegante Rückstellung des Konzentrators am Abend aus der Nord-West-Position in die Nord-Ost-Position für den morgendlichen Neubeginn der Experimente möglich (ca. 5 min Rückstellzeit).

Der zweite Gleichstrommotor ist über ein passendes Getriebe und eine spielfreie Rollenspindel mit der Deklinationsachse verbunden und korrigiert die jahreszeitliche Bewegung der Sonne. Die Korrekturgeschwindigkeit ist gemäß der regelbaren Motordrehzahl und dem verwendeten Schneckengetriebe fein einstellbar zwischen ca. $1'$ und $1,7^\circ$ in 10 sec. Ausführlichere Angaben können in /43/ nachgelesen werden.

Beim bisherigen Testbetrieb wurden Richtungsfehler von ca. einem halben Sonnendurchmesser ($1/4^\circ$) in der synchronen Tagesbewegung und einem Sonnendurchmesser ($1/2^\circ$) in der Sonnenhöhe (Deklination) mit einem mitbewegten Fernrohr in einem Zeitraum von 7 Stunden gemessen. Diese Fehler sind auf eine ungenaue Ausrichtung der siderischen Achse auf den Himmelsnordpol zurückzuführen. Sie können leicht durch etwa halbstündliche Korrekturen mit den Regelmotoren durch Handsteuerung ausgeglichen werden. Es kann auch versucht werden, durch bessere Ausrichtung auf den Himmelspol den Nachführungsfehler zu verringern.

Die Abb. 23 zeigt die gesamte Experimentieranlage. Der untere Rahmen des Versuchsaufbaus ist auf einer Kugel und auf vier vertikalen Stellschrauben gelagert, so daß die siderische Achse zur Justierung auf den Himmelspol um einige Grade gekippt und gedreht werden kann. Im vorderen Teil des Bildes sind unter der Plexiglasabdeckung die Antriebselemente für die azimutale Drehung (siderische Achse) zu sehen. Das hinter der drehbaren Gabel sichtbare Gegengewicht dient mit anderen kleineren Gewichten an der Gabel, die oben die Deklinationsachse mit dem

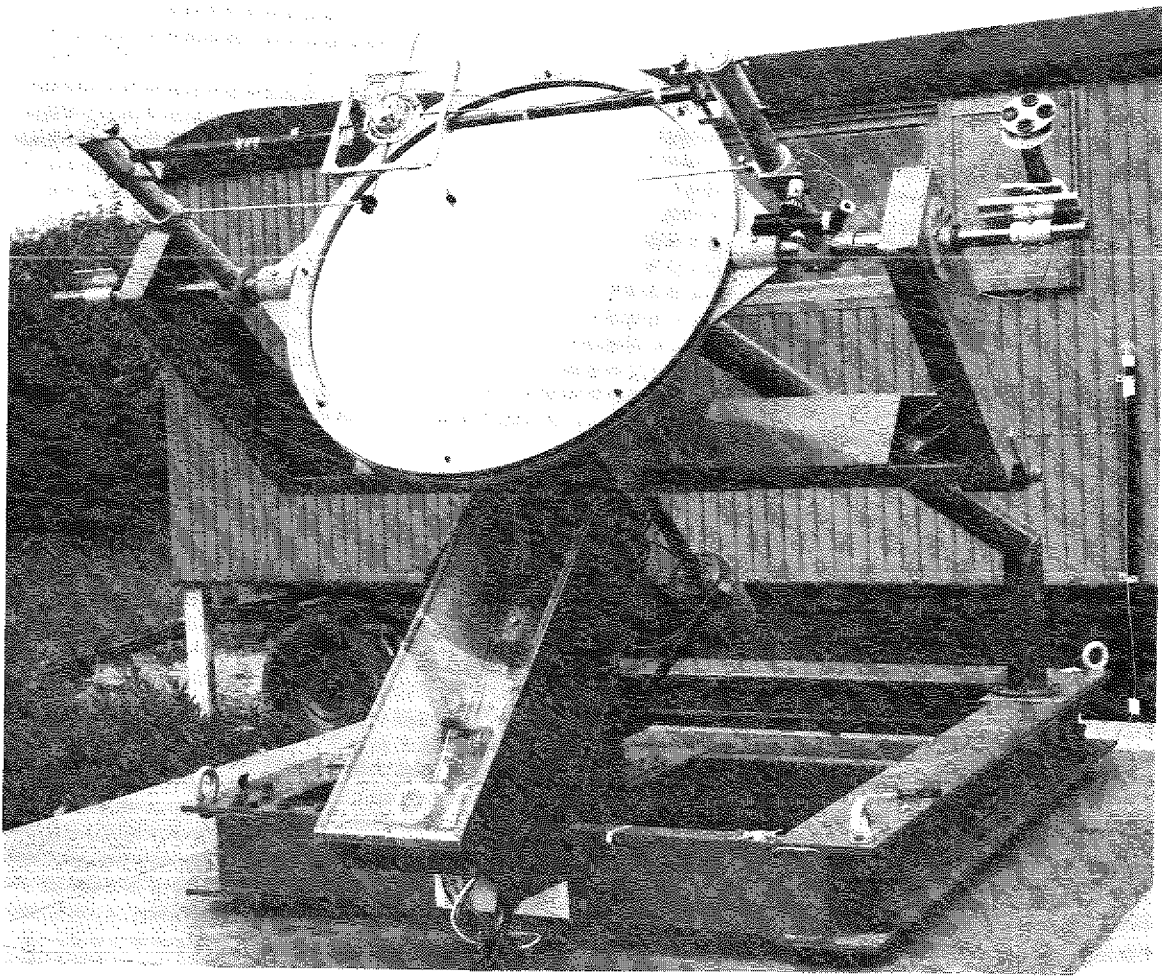


Abb. 23: Ansicht der Hochtemperatur-Sonnenkonzentratoranlage mit Meßeinrichtungen

Spiegel und den Instrumenten trägt, zum Ausgleich der Massen vor der siderischen Drehachse, die von den Meßinstrumenten, dem Absorber mit Absorberhalterung sowie dem Paraboloid mit seiner Ringhalterung selbst gebildet werden. Durch Verschieben der Gegengewichte ist es möglich, die Massenverteilung bezüglich der siderischen Achse zu symmetrieren, d.h. den Schwerpunkt des Drehsystems in diese Achse zu verlegen (statischer Massenausgleich). Es treten dann keine Drehmomente mehr auf, und die Antriebsmotoren haben nur noch die Reibung in den Lagern und Getrieben zu überwinden. Weitere Details zur Konstruktion und Berechnung finden sich in /44/.

Im oberen Teil der Abb.23 befindet sich in der Mitte über dem Paraboloidkonzentrator im Abstand der Brennweite die Absorberhalterung mit dem später beschriebenen Hohlraumabsorber. Die Absorberhalterung ist in zwei Ebenen, parallel und senkrecht zur optischen Achse des Paraboloids, verstellbar, so daß der Absorber auch bei verschiedenen Spiegeln bzw. Brennweiten in der jeweiligen Brennebene justiert werden kann.

Das rechts auf der Deklinationsachse sichtbare Pyrheliometer mißt die direkte Komponente der solaren Strahlung und ist immer parallel zur Konzentratorachse ausgerichtet, so daß es mit dem Spiegel der Sonne exakt nachgeführt wird.

Die Beobachtung des Spiegelfokus bzw. der Absorberapertur ist mit dem rechts neben dem Spiegelring sichtbaren Ablesefernrohr und dem auf der dünnen Stange zwischen Absorber und Spiegel angebrachten Umlenkprisma möglich. Der Strahlengang wird mittels Prisma vom Brennfleck um 90° in Richtung auf den Rahmen umgelenkt, wo sich das Fernrohr (Vergrößerung 12fach) mit Helligkeitsfiltern auf einer verstellbaren Halterung befindet. Dabei ist das Prisma weit genug (ca. 30 cm) vom Brennpunkt im Schatten des Absorbers angeordnet, so daß es keine Erwärmung erfahren kann. Diese Teleskop-Prisma-Kombination dient zwei Zwecken:

- a) gefahrlose Beobachtung und Justierung des Absorbers im Fokus,
- b) Kontrolle der Ausrichtung des Spiegels auf die Sonne, erkennbar an einem scharf begrenzten bzw. in der Absorberapertur verschwindenden Brennfleck.

Zur pyrometrischen Bestimmung der Absorberinnenwandtemperatur kann das Teleskop gegen ein Pyrometer ausgetauscht werden, mit dem die Temperaturstrahlung aus der Absorberapertur beobachtet werden kann.

Am anderen Ende der Deklinationsachse wird während der Messungen ein weiteres Fernrohr mit Ablesemaßstab, Blende und Filtern angebaut, mit dem die Sonne direkt beobachtet werden kann.

Eine Auswanderung der Sonnenscheibe aus der optischen Achse des Konzentrador-Absorbersystems kann mit einer Genauigkeit von ca. 1' festgestellt und sogleich durch Bedienung der Steuerung ausgeregelt werden.

Eine automatische Feinregelung der Nachführungsfehler ist mit einem Sonnensensor möglich, der an gleicher Stelle angebracht wurde. Der elektro-optische Sensor besteht aus einem Linsensystem, das ein Bild der Sonne von ca. 2 cm Durchmesser erzeugt. Das Sonnenbild fällt durch eine Chopperscheibe auf einen lichtempfindlichen Halbleiter, wo die Auswanderung der Sonne nach Achsenlage, Richtung und Größe aufgespalten wird. Über Operationsverstärker wird daraus ein Steuersignal für die Gleichstrommotoren erzeugt, die dann mit entsprechender Drehzahl, Drehrichtung und Dauer den Orientierungsfehler in einer oder den beiden Drehachsen ausgleichen. Es handelt sich um eine Integralregelung, die Fehler bis zu $\pm 1^\circ$ in Stundenwinkel (Azimuth) und Deklination mit einer Genauigkeit besser als 2' ausregelt /45/.

Der mechanische Teil wurde für die Anlage in Abb. 23 sehr stabil gewählt, da es sich um einen Versuchsaufbau handelt, an dem verschiedene Experimente und Änderungen vorgenommen werden sollen und auf Optimierung bezüglich Gewicht und Kosten nicht geachtet wurde. Die Anlage kann Konzentratoren bis ca. 2 m Durchmesser aufnehmen. Es sollen die einzelnen Spiegel in Tabelle III sowie verschiedene Absorbersysteme eingesetzt werden und die physikalisch wichtigen Größen wie Input, Output, Wirkungsgrad des Konzentrador-Absorbersystems, erreichte Arbeitstemperatur im Absorber, Oberflächengenauigkeit der Spiegel und die Intensitätsverteilung in der Brennebene experimentell ermittelt werden /46/.

4.2 Messung der solaren Einstrahlung mit dem Pyrheliometer (Input des Konzentrador-Absorbersystems)

Das Pyrheliometer mißt den direkten solaren Strahlungsfluß unter normalem Einfall zuzüglich eines sehr schmalen Anteils der Himmelsstrahlung, der in den Aufnahmebereich des Instrumentes, der zwischen 5° - 6° bei den üblichen Geräten liegt, fällt. Es muß also der Sonne exakt nachgeführt werden. Das von uns verwendete Instrument ist ein Pyrheliometer der Firma EPPLY (USA), Modell NIP, und hat die folgenden Daten:

Öffnungswinkel	: $5^{\circ} 43'$
Temperaturabhängigkeit	: $\pm 0,5\%$ im Bereich -20° bis $+40^{\circ}$ C
Linearität	: $\pm 0,5\%$ bis 1400 W/m^2
Response-Time	: 1 sec (1/e-Signal)
Impedanz	: 173Ω bei 23° C
Empfindlichkeit	: $7,87 \cdot 10^{-6} \text{ V/Wm}^{-2}$

Das strahlungsempfindliche Element ist eine gewundene 15teilige Wismuth-Silber-Thermosäule mit Temperaturkompensation, die am Ende eines Messingrohres mit einem Apertur/Länge-Verhältnis von 1:10 angebracht ist und damit einen Öffnungswinkel von $5^{\circ} 43'$ hat. Das Messingrohr ist innen zur Vermeidung von Reflexionen geschwärzt, mit trockener Luft bei Atmosphärendruck gefüllt und vorn mit einem 1 mm Quarzfenster verschlossen. Per Hand können die drei Schottfilter RG2, RG1 und OG1 auf einer drehbaren Scheibe für spektrale Messungen sowie eine klare Apertur für totale Messungen vorgeschaltet werden. Ein Diopter erlaubt das direkte Ausrichten auf die Sonne.

Für die kontinuierliche Aufzeichnung der Meßwerte wird das Pyrheliometer mit einem Y-T-Schreiber (Meßbereich 10 mV) verbunden, wie in Abb. 23 zu sehen, auf die Deklinationssachse montiert, parallel zur Spiegelachse ausgerichtet und mit dem Spiegel der Sonne nachgeführt.

Das Pyrheliometer dient in unserem Experiment zwei Zwecken:

1. Messung der primär auf den Spiegel fallenden direkten normalen Strahlungsleistung (Input),
2. Orientierungshilfe bei der Ausrichtung des Spiegels durch Beobachten des Diopters und des maximalen Meßsignals.

In Abb. 25 und Abb. 26 sind als Beispiel die gemessenen Einstrahlungswerte für zwei verschiedene Tage eingetragen, die theoretischen Kurven sind für die daraus ermittelte Trübung der Atmosphäre an diesen Tagen errechnet.

4.2.1 Atmosphärische Dämpfung der Sonnenstrahlung und Approximation der Meßwerte mit Hilfe Linkescher Trübungsfaktoren

Die Strahlungsenergie, die von der Sonne kommend auf der Erdoberfläche mit senkrechtem Auftreffwinkel empfangen wird, ist folgenden Einflüssen unterworfen:

1. Intensitätsänderung durch die wechselnde Entfernung Erde - Sonne,
2. Veränderungen in der Atmosphäre durch Streuung an den Luftmolekülen, Wasserdampf und Staub,
3. Veränderung durch atmosphärische Absorption, verursacht von O_2 , O_3 , H_2O und CO_2 .

Die Änderung der extraterrestrischen Sonnenstrahlung mit der Jahreszeit nach 1.) ist in Kapitel 3.3.3 behandelt worden. Die auf die Erdatmosphäre senkrecht auftreffende Strahlung weist eine spektrale Verteilung auf, die in Abb. 24 dargestellt ist /35, 47/.

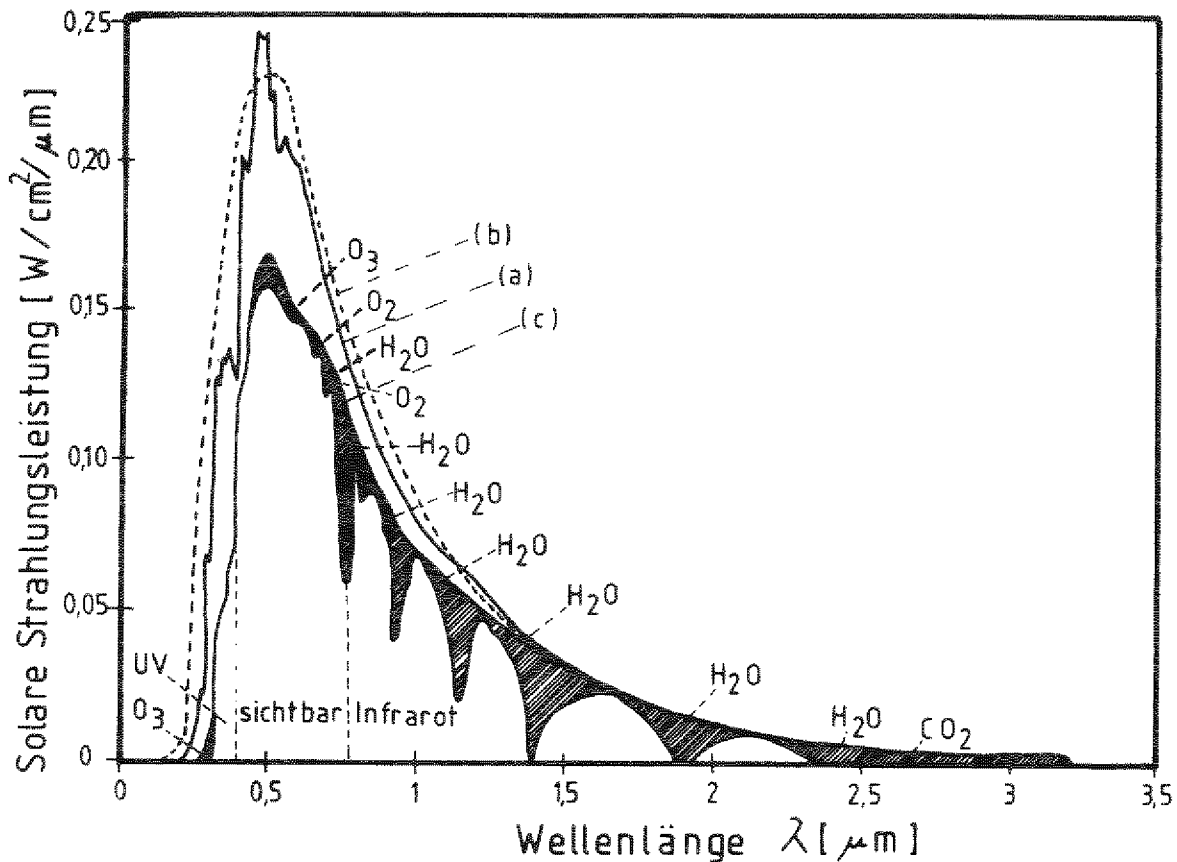


Abb. 24: Spektrale Verteilung der Solarstrahlung
 a) außerhalb der Atmosphäre ($m = 0$)
 b) Planck'sche Strahlungskurve für einen schwarzen Körper bei $T = 6000^{\circ} \text{ K}$
 c) Solare Strahlungskurve auf Meeresniveau ($m = 1$) mit Streuungs- und Absorptionsverlusten

Röntgenstrahlung und andere sehr kurzwellige Strahlung aus dem Sonnenspektrum werden hoch in der Ionosphäre durch Stickstoff, Sauerstoff und andere Bestandteile der Atmosphäre absorbiert. Der Ozon absorbiert fast vollständig den UV-Bereich (Hartley-Bande) mit Wellenlängen $\lambda < 0,3 \mu\text{m}$. Bei Wellenlänge $\lambda > 2,5 \mu\text{m}$ bewirkt die Kombination von geringer extraterrestrischer Strahlung und starker Absorption durch CO_2 und H_2O , daß sehr wenig Energie den Boden erreicht (vgl. Abb. 24). Demnach braucht vom Gesichtspunkt terrestrischer Nutzung der Sonnenenergie nur Strahlung mit Wellenlängen zwischen $0,29 \mu\text{m} < \lambda < 2,5 \mu\text{m}$ betrachtet zu werden, die etwa 98% der Energie ausmacht. Diese

Sonnenstrahlung wird von der Atmosphäre durchgelassen, wobei sie Veränderung durch Streuung und Absorption erfährt.

Eine jede Schwächung oder Extinktion monochromatischer Strahlung erfolgt nach dem Gesetz von Bouguer und Lambert:

$$dI_{\lambda} = -I_{\lambda} a_{\lambda} dm \quad (71)$$

wo I_{λ} die Strahlungsdichte der Sonnenstrahlung bei der Wellenlänge λ , a_{λ} der Extinktionskoeffizient in cm^{-1} und m die reduzierte Weglänge des Strahles in einer Atmosphäre mit Normaldichte ist. Gleichung (71) gilt nicht nur für Sonnenstrahlung, sondern für jede Strahlung. In der Meteorologie werden sowohl Streu- als auch Absorptionseffekte innerhalb der Atmosphäre üblicherweise nicht durch Exponentialfunktionen, sondern mit Hilfe von Transmissionsfaktoren beschrieben /48, 49/. Diese erhält man aus (71) durch Integration über m und die Wellenlänge für die direkte Sonnenstrahlung, die mit einem auf die Sonne gerichteten Strahlungsmesser ohne spektrale Differenzierung gemessen wird.

$$I = I_0 \cdot \exp(-a \cdot m) = I_0 \tau_a^m \quad (72)$$

$$\tau_a = e^{-a} \quad , \quad \tau_a = \text{Transmissionsfaktor}$$

Für die Weglänge m wird oft die relative optische Weglänge m_r benutzt, eine dimensionslose Größe, die auch als relative "Luftmasse" bezeichnet wird und für die als bezogene Längeneinheit gilt

$$m_r = \frac{m}{H} = \frac{1}{\cos z} = \sec z \quad (73)$$

wobei m die optische Weglänge, H die Höhe der Atmosphäre und z der Zenitwinkel ist. Gleichung (73) gilt streng genommen nur näherungsweise. Für $z = 0$ ist $m_r = 1$, bis $z = 80^\circ$ (Sonnenhöhenwinkel 10°) sind die Abweichungen von $\sec z$ kleiner als 3%, für $z = 90^\circ$ würde $\sec z = \infty$ sein, die exakte Rechnung ergibt $m_r = 40$.

Zwei Arten von Streuung beeinflussen die Strahlung in der Atmosphäre:

- a) die Rayleigh-Streuung an den Molekülen
- b) die Mie-Streuung an Dunst und Staub (Aerosol)

Die Rayleigh-Streuung wird von den Luftmolekülen allein verursacht und hat lediglich eine Ablenkung der Strahlung zur Folge. Es tritt dabei keine Änderung der Wellenlänge oder Umwandlung in eine andere Energieform auf. Der Durchmesser der streuenden Teilchen ist wesentlich kleiner als die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, dessen Strahlung um so stärker gestreut wird, je kürzer die Wellenlänge ist. Diesen Tatbestand beschreibt das Rayleigh'sche Gesetz, das besagt, daß die Streuung umgekehrt proportional zur 4. Potenz der Wellenlänge sei ($a \sim \lambda^{-4}$). Die Spektralverteilung der direkten Sonnenstrahlung ist deshalb gegenüber derjenigen der extraterrestrischen Strahlung nach den längeren Wellenlängen (nach rot) verschoben, dieses um so mehr, je tiefer die Sonne steht, d.h. je länger der optische Weg der Sonnenstrahlung durch die Atmosphäre ist. Morgen- und Abendrot sind sichtbare Beispiele dafür. Die Sonne am Horizont zeigt eine rötlichere Färbung als sie tatsächlich besitzt, da bei direkter Sonnenbetrachtung die langwelligen Rotbestandteile der Strahlung weniger gestreut werden als beispielsweise die Blau- und Violettanteile. Das Himmelsblau hat ebenso in der Rayleigh-Streuung seine Ursache, denn das nicht direkt auf die Sonne gerichtete Auge empfängt vorrangig die stärker gestreute kurzwellige Strahlung.

Die Rayleigh-Streuung beschreibt man mit dem Transmissionsfaktor τ_{RS} , die Gleichung (72) erhält somit die Form

$$I_{RS} = I_0 \cdot \tau_{RS}^{m_r} \quad (74)$$

worin I_0 die Solarkonstante und m_r die Länge des optischen Weges der Sonnenstrahlung durch die Erdatmosphäre nach Gleichung (73) ist.

Auch die in der Luft schwebenden größeren Teilchen, Dunst oder Aerosol genannt, streuen das Sonnenlicht im wesentlichen ohne Umwandlung in eine andere Energieform wie etwa Wärme. Nur wenn die Teilchen auch absorbieren können, treten Umwandlungen in Wärme ein. Derartige Streuvorgänge an Staub- und Verunreinigungs- teilchen, die zur sichtbaren Trübung der Atmosphäre führen und deren Durchmesser gleich oder größer als die Wellenlänge des Sonnenlichts ist, bezeichnet man als Mie-Streuung.

Die Wellenlängenabhängigkeit des Dunststreuungskoeffizienten ist wesentlich geringer als bei der Rayleigh-Streuung. Sie ist im Mittel gemessen zu

$$a_D = \beta \cdot \lambda^{-1.3}$$

wobei der Wellenlängenexponent ebenso wie die Schwächungs- oder Trübungsintensität β stark vom Aerosolgehalt und der Wettersituation abhängen /48/. Für die nur durch Streuung am Aerosol geschwächte Sonnenstrahlung gilt also

$$I_D = I_0 \cdot \tau_D^{m_r} \quad (75)$$

wobei τ_D der Dunst-Transmissionskoeffizient und I_0 die extra-terrestrische Solarkonstante bedeuten. Von der Mie-Streuung führen etwa 65% zu einer Erhöhung der diffusen Himmelsstrahlung, die übrigen 35% werden in den Weltraum reflektiert.

Bei hohem Aerosolgehalt der Atmosphäre entsteht die Zirkumsolarstrahlung, bei der ein erheblicher Anteil der den Beobachter erreichenden Sonnenstrahlung nicht mehr von der Sonnenscheibe direkt, sondern von einem mehr oder weniger ausgedehnten Bereich um die Sonnenscheibe herum (bis zu einigen Grad) ausgeht, was zur Verminderung der Ausgangsleistung bei hochkonzentrierenden Kollektor-Absorbersystemen führen kann.

Als dritte die Solarstrahlung beeinflussende Größe kommt die Absorption durch verschiedene atmosphärische Gase, unter denen vor allem H_2O , O_2 , O_3 und CO_2 von Wichtigkeit sind, in Betracht.

Die Absorption ist insofern physikalisch verschieden von der Streuung, als mit ihr eine Umwandlung der Strahlungsenergie in andere Energieformen wie Wärme, Dissoziationsenergie oder Ionisationsenergie verknüpft ist. Sie erfolgt selektiv in Absorptionslinien, allermeist aber in den Banden der mehratomigen Gase.

Im Ultraviolett wird das Sonnenspektrum bei ca. $0,3 \mu\text{m}$ durch die Hartley-Bande des Ozons zu kürzeren Wellenlängen abgeschnitten. Außerdem besitzt Ozon im Sichtbaren die sehr viel schwächere Chappuis-Bande (s. Abb. 24).

Der Sauerstoff absorbiert im Gebiet von $0,76 \mu\text{m}$ bis $0,80 \mu\text{m}$ etwa 8,9% der direkten Sonnenstrahlung in diesem Spektralbereich, der Erfahrung nach nahezu unabhängig von der Sonnenhöhe, das sind 0,3% von I_0 . O_2 beeinflusst das Spektrum also nur unerheblich.

Intensive Banden liegen dann wieder im Infraroten, wo das CO_2 um 1,46; 1,60; 2,0; 2,7; 4,2 μm und der Wasserdampf (H_2O) bei 0,72; 0,81; 0,93; 1,13; 1,37; 1,85; und 2,66 μm starke Einschnitte in das Sonnenspektrum verursachen. Diese treten schon bei geringen Wasserdampfgehalten ausgeprägt in Erscheinung, eine Erhöhung des Wasserdampfes verbreitert dann lediglich die Fehlstellen im Spektrum. Schwankungen im Wasserdampfgehalt der Atmosphäre führen daher nur zu relativ geringen Änderungen der Gesamtaborption.

Auch die Absorption der Sonnenstrahlung im Wasserdampf, Ozon und Sauerstoff faßt man zu einem Transmissionsfaktor τ_G zusammen

$$I_{\text{Gase}} = I_0 \cdot \tau_G^m \quad (76)$$

Für eine Standardatmosphäre von 1 cm (kondensiertem) H_2O , 2 mm Ozon und Normaldruck des Sauerstoffs beträgt die Dämpfung der Solarstrahlung ca. 9 - 19% für Sonnenhöhen zwischen 90° und 5° / 49/.

Die beschriebenen Extinktionsvorgänge durch Streuung an Molekülen und am Dunst sowie durch Absorption in Gasen treten nicht getrennt, sondern gleichzeitig auf, wobei die Wellen-

längenabhängigkeit jedoch sehr verschieden ist. Die gemeinsame Wirkung auf die Sonnenstrahlung aller Wellenlängen bezeichnet man als Trübung der Atmosphäre. Unter Einführung des Linke'schen Trübungsfaktors T /50/ wird die Gesamtdämpfung der direkten Solarstrahlung mit Kombination der Gleichungen (74) bis (76) zusammengefaßt zu

$$I_T = I_0 \cdot \tau_{RS}^{m_r} \cdot \tau_D^{m_r} \cdot \tau_G^{m_r} = I_0 \cdot \tau_{RS}^{m_r \cdot T} \quad (77)$$

Hierbei ist I_T der gemessene Wert der direkten Sonnenstrahlung, der die Dämpfung durch

- a) Streuung an den Molekülen (τ_{RS})
- b) Absorption im Wasserdampf, Ozon und Sauerstoff (τ_G)
- c) Streuung und Absorption im Aerosol (τ_D)

beinhaltet. Der Trübungsfaktor ist eine den Dunst und Wasserdampf kennzeichnende Größe. Er gibt an, wieviele dunst- und absorptionsfreie "Rayleigh-Atmosphären" übereinandergeschichtet werden müßten, um die gleiche über die Wellenlänge integrierte Strahlungsintensität am Boden zu erhalten, wie es bei der wirklich vorliegenden Atmosphäre gerade der Fall ist.

Der Rayleigh'sche Transmissionsfaktor τ_{RS} zeigt selbst eine Abhängigkeit von der Länge des optischen Weges. In Tabelle IV ist dieser für eine idealisierte Atmosphäre, die lediglich aus den Sauerstoff- und Stickstoffmolekülen besteht, jedoch frei von Wasserdampf, Ozon und Dunst ist, in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe bzw. relativen Luftmasse eingetragen /49/.

Tabelle IV: Rayleigh-Transmissionsfaktor τ_{RS}
und Strahlungsverlust

Sonnenhöhe h (über Horizont)	90°	60°	30°	10°	5°
"Luftmasse" m_r	1	1.154	2	5,6	10.4
Rayleigh-Tr. τ_{RS}	0.906	0.908	0.915	0.933	0.948
m_r τ_{RS}	0.906	0.895	0.837	0.681	0.573
Strahlungsverlust von I_0	9.4%	10.5%	16.3%	32%	43%

In dieser Idealatmosphäre tritt lediglich ein Strahlungsverlust durch Streuung an den Molekülen auf (Rayleigh-Streuung).

Mit Hilfe von Gleichung (77) kann man nun für jeden Sonnenstand und Tag im Jahr die direkte normale solare Einstrahlung I_T berechnen, wenn der entsprechende Trübungsfaktor bekannt ist. Andererseits liefert die Messung der direkten Sonnenstrahlungsintensität I_T eine Möglichkeit zur Bestimmung von T und damit Aussagen über das Aerosol selbst, seine Konzentration, Herkunft und jahreszeitliche sowie regionale Schwankungen. In Tabelle V sind die über mehrere Jahrzehnte gemessenen Trübungsfaktoren T für die einzelnen Monate des Jahres sowie die Jahresmittelwerte T_m in drei meteorologisch unterschiedlichen Regionen (Gebirge, Großstadt und Flachland) aufgeführt /49/.

Es zeigt sich, daß im Jahresverlauf relativ hohe Schwankungen auftreten, denn aufgrund des im Sommer höheren Dunst- oder Aerosolgehaltes in der Atmosphäre liegen die Trübungsfaktoren in dieser Jahreszeit um etwa 30% höher als im Winter.

In Abb. 25 und Abb. 26 sind als Beispiel die mit dem Pyrheliometer gemessenen direkten solaren Strahlungsintensitäten im

Tabelle V: Gemessene Monatsmittelwerte T und Jahresdurchschnitt T_m des Trübungsfaktors

Monat	R E G I O N		
	Großstadt	Flachland	Gebirge
Januar	3,1	2,1	1,8
Februar	3,2	2,2	1,9
März	3,5	2,5	2,1
April	3,9	2,9	2,2
Mai	4,1	3,2	2,4
Juni	4,2	3,4	2,7
Juli	4,3	3,5	2,7
August	4,2	3,3	2,7
September	3,9	2,9	2,5
Oktober	3,6	2,6	2,1
November	3,3	2,3	1,9
Dezember	3,1	2,2	1,8
T_m	3,7	2,76	2,15

Tagesgang für zwei verschiedene Tage aufgetragen. Durch Anpassung an das Maximum der experimentellen Kurve wurde nach Gleichung (77) der Trübungsfaktor T für den betreffenden Tag unter Verwendung der Werte für den Rayleigh-Transmissionsfaktor τ_{RS} nach Tabelle IV und der relativen Luftmasse m_r ermittelt.

Die Luftmasse m_r läßt sich nach Gleichung (73) aus dem Zenit- oder Höhenwinkel der Sonne berechnen, der von der Tageszeit, dem Tag des Jahres und der geographischen Breite des Beobachtungsortes abhängt.

Es gilt allgemein für m_r die Beziehung

$$m_r = \frac{1}{\sinh} = \frac{1}{\cos z}$$

mit $\cos z = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t$

wobei gilt

h = Höhenwinkel der Sonne

$z = 90^\circ - h$ = Zenitwinkel

φ = geographische Breite

N = vom 1. Januar aus gezählter

Tag im Jahr (Datum)

$\delta = -23,45^\circ \cdot \cos \left\{ \frac{360}{365,25} \cdot (N+10) \right\}$ (Deklination)

$t = 15^\circ/h \cdot (12^{00} h - \text{Tageszeit})$ (Stundenwinkel der Sonne)

Für den Standort Jülich beträgt die geographische Breite $\varphi = 51^\circ$ und für die beiden Meßtage, den 29.8.79 und den 23.10.79, gelten die Werte $N = 241$ und $N = 296$. Hiermit läßt sich nun die Luftmasse als Funktion der Tageszeit und damit der Verlauf der Näherungskurven der solaren Einstrahlung in der mathematischen Form

$$I_T(t) = I_0 \cdot \tau_{RS}(m_r) m_r(t) \cdot T_{\exp} \quad (78)$$

angeben und in Abb. 25 und Abb. 26 graphisch darstellen. Hierbei ist $I_0 = 1353 \text{ W/m}^2$ die extraterrestrische Solarkonstante.

Für den 29.8.79, einen wolkenlosen, leicht diesigen Tag in Jülich, liegt das Maximum der solaren Direktstrahlung bei ca. 770 W/m^2 , wie Abb. 25 zeigt. Die Meßwerte lassen sich mit guter Übereinstimmung durch eine Kurve nach Gleichung (78) mit einem Trübungsfaktor von $T_{\exp} = 4,4$ approximieren. Eine Ausnahme bilden die Meßwerte von 15.00 Uhr und 15,30 Uhr, die aufgrund einer Zunahme des Dunstes in der Atmosphäre über das Tagesmittel, dem $T_{\exp} = 4,4$ entspricht, ca. 10% niedriger liegen.

Am 23.10.79 lassen sich die mit dem Pyrheliometer gemessenen solaren Einstrahlungswerte mit einem Trübungsfaktor von $T_{\exp} = 2,4$ ohne größere Abweichungen annähern. Der Maximalwert der Strahlungsintensität liegt bei ca. 860 W/m^2 . Es handelt sich um einen wolkenlosen relativ klaren Tag mit wesentlich geringerem und gleichmäßigerem Dunstgehalt in der Atmosphäre als am 29.8.79, was auch in dem niedrigeren Trübungsfaktor zum Ausdruck kommt.

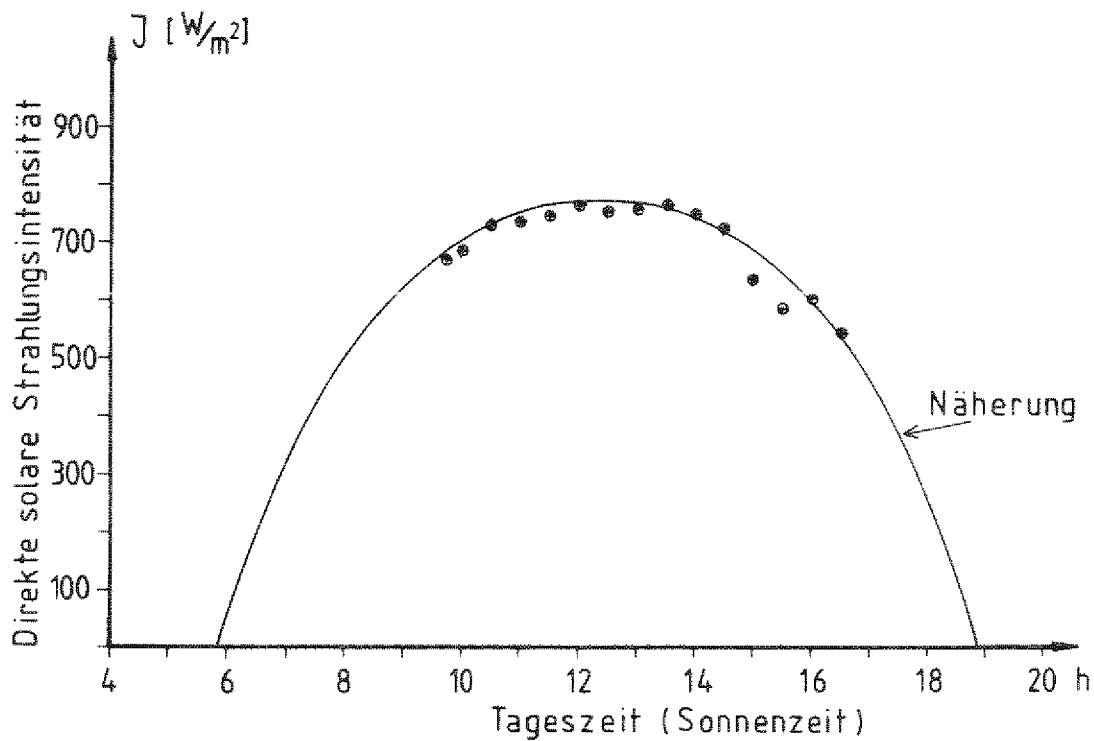


Abb. 25: Pyrheliometermessung vom 29.8.79
 ⊗ ⊗ ⊗ : Meßwerte; —: Näherung nach Gleichung (78),
 Trübungsfaktor $T_{\text{exp}} = 4,4$; Wetter: leicht diesig

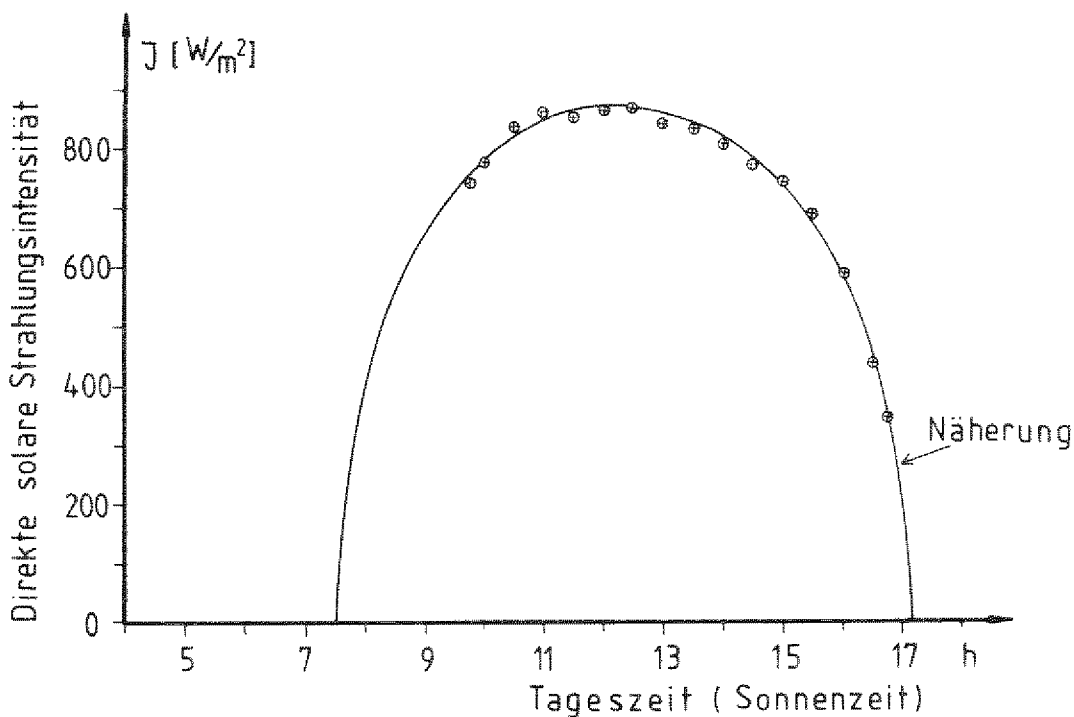


Abb. 26: Pyrheliometermessung vom 23.10.79
 ⊗ ⊗ ⊗ : Meßwerte; —: Näherung nach Gleichung (78),
 Trübungsfaktor $T_{\text{exp}} = 2,4$; Wetter: klar

Vergleicht man die experimentellen Trübungsfaktoren für die beiden Tage mit den Monatsmittelwerten in Tabelle V für die Region "Flachland", die für den Standort der KFA-Jülich am ehesten zutreffen dürfte, so zeigen sich Abweichungen bis zu 30%. Der 29.8.79 war mit einem höheren Trübungsfaktor von $T_{\text{exp}} = 4,4$ gegenüber dem Augustmittel von $T = 3,3$ ein Tag mit einem überdurchschnittlich hohen Aerosolgehalt in der Atmosphäre. Im Vergleich mit dem Oktobermittel von $T = 2,6$ war der 23.10.79 mit einem ermittelten Trübungsfaktor von $T_{\text{exp}} = 2,4$ ein überdurchschnittlich klarer Tag mit entsprechend höherer solarer Einstrahlung.

Diese Betrachtung zeigt, daß die Werte in Tabelle V teilweise erheblich über- bzw. unterschritten werden können und die Prognose der solaren Einstrahlung für einzelne oder mehrere Tage im allgemeinen zu ungenau wird; bei Betrachtung des jeweiligen Gesamtmonats (Monatsmittelwerte) dürften die Fehler geringer werden.

4.2.2 Die Zirkumsolarstrahlung und ihr Einfluß auf konzentrierende Sonnenenergie-Systeme

Als "zirkumsolar" wird die Sonnenstrahlung bezeichnet, die für einen Beobachter am Erdboden nicht direkt aus dem begrenzten Gebiet der Sonnenscheibe selbst (Daumenbreite bei ausgestrecktem Arm) kommt, sondern die ihren Ursprung in einem mehr oder weniger ausgedehnten Bereich (bis zu einigen Grad) um die Sonne herum zu haben scheint, während der Begriff "diffuse Strahlung" (Himmelsstrahlung) für die Strahlungskomponente aus dem größeren Winkelbereich verwendet wird /39/. Die Zirkumsolarstrahlung wird durch die Streuung des Lichtes innerhalb kleiner Winkel von Teilchen (Aerosole) in der Atmosphäre verursacht, deren Abmessungen gleich oder größer als die Lichtwellenlänge sind (Mie-Streuung). Das Aerosol (Dunst) kann sich aus einer Vielzahl fester, flüssiger oder heterogener Bestandteile zusammensetzen, die klein genug sind, in der Luft zu schweben, wie zum Beispiel kleine Eiskristalle und Wassertropfchen in dünnen Wolken, Staub oder Seesalzpartikel, Rauch oder Dämpfe chemischer Verunreinigungen, Schwefelsäuretröpf-

chen, feste Bestandteile mit Wassermantel etc.

Der Anteil und Charakter der Zirkumsolarstrahlung variiert stark mit dem geographischen Ort und dem Klima, der Jahres- und Tageszeit sowie der beobachteten Wellenlänge. Einige der deutlicheren Beispiele können bei Auftreten von hohen, dünnen Cirruswolken beobachtet werden. Konzentrierende Sonnenenergiesysteme empfangen typischerweise die direkte Solarstrahlung, die von der Sonnenscheibe stammt, zuzüglich eines gewissen Anteils der Zirkumsolarstrahlung. Der exakte Anteil hängt von vielen Faktoren ab, primär jedoch ist der Aperturwinkel (Gesichtsfeld) des Empfängers (Absorbers) bedeutend. Ein relativ größerer Absorber wird mehr Zirkumsolarstrahlung empfangen, würde jedoch verhältnismäßig größere Strahlungs- und Konvektionsverluste haben. Eine genaue Kenntnis der Zirkumsolarstrahlung stellt damit einen Faktor bei der Optimierung der Absorberauslegung einer Anlage dar und ist auch ein Maß für die Eignung einer geographischen Region für konzentrierende Systeme.

Pyrheliometer messen wegen ihres Öffnungswinkels von 5° - 6° einen erheblichen Anteil der Zirkumsolarstrahlung zusammen mit dem direkten solaren Strahlungsfluß. Sie messen damit einen etwas größeren Anteil an einfallender Strahlungsenergie, als bei einem hochkonzentrierenden Solarsystem als Input real zur Verfügung steht, während die zur Verfügung stehende Energie für Solarsysteme mit niedriger Konzentration durch Pyrhelio-
metermessungen unterschätzt wird.

Messungen der Zirkumsolarstrahlung, die z.B. für einige Gebiete der USA gemacht wurden /51, 52/, zeigen, daß ihr Einfluß auf das System von den klimatischen und atmosphärischen Bedingungen, der Jahreszeit und der effektiven Absorbergröße des konzentrierenden Systems abhängt. Die Energieverluste liegen im Bereich von 1% bis 8% und geben gleichzeitig an, um wieviel ein gewöhnliches Pyrhelio-
meter den Input eines konzentrierenden Systems überschätzen kann. Diese Werte sind vergleichbar mit denen anderer Energieverlustmechanismen konzentrierender Systeme, wie Rückstrahlungs-, Konduktions- und Konvektionsverluste, so daß die Einbußen durch die Zirkumsolarstrahlung bei der Leistungs-

bilanz konzentrierender Solarsysteme im allgemeinen nicht überproportional ins Gewicht fallen. Bei der wirtschaftlichen Abschätzung des Gesamtwirkungsgrades einer Solarenergieanlage sollte die Zirkumsolarstrahlung mit diesen anderen Verlustfaktoren jedoch berücksichtigt werden. Da noch nicht bekannt ist, wie die Meßdaten auf andere geographische Regionen übertragen werden können, ist es notwendig, Langzeitmessungen der Zirkumsolarstrahlung an den Orten zu machen, die als Standorte für konzentrierende Solarenergieanlagen in Betracht gezogen werden.

4.3 Auslegung des Hohlraumabsorbers und Messung des Absorberoutputs

Um den Wirkungsgrad des Konzentrators (Kollektor-Absorber-Wirkungsgrad) zu bestimmen, ist es notwendig, dessen Ausgangsleistung (Output) neben der solaren eingestrahlten Leistung auf den Spiegel zu messen. Dieses kann mit einem Hohlraumabsorber geschehen, der als Wasserkalorimeter ausgelegt ist. Im Unterschied zu einem konventionellen Kalorimeter, wie es z.B. in /53/ beschrieben ist, liegt die Besonderheit für unsere Zwecke in einem hohen Temperaturgradienten zwischen Hohlrauminnenwand und dem die Energie abführenden Wasser. Die Innenwandtemperatur muß zwischen 800° und 1000° C liegen, um realistische Bedingungen für später geplante Experimente mit dem SO_3 -Modellprozeß oder anderen Gasspaltungsreaktionen zu erhalten.

Es wurden zwei zylindrische Absorbermodelle berechnet und die Wärmeverluste miteinander verglichen /43/. Beim ersten konstruktiv einfacheren Modell, bei dem die gesamte Energie durch den Deckel des Zylinders abgeführt wird (Deckelkühlung), lagen die thermischen Verluste durch den Zylindermantel und -boden zwischen 10% und 15%, da bei den gebotenen kleinen Abmessungen (Absorberaußendurchmesser ca. 7 - 10 cm) die Isolierung der Wände, die innen ca. 1000° C und außen Umgebungstemperaturen besitzen, nicht besser gemacht werden kann. Das zweite Modell umgeht diese Schwierigkeit dadurch, daß das Kühlwasser den gesamten zylindrischen Innenraum umspült (Rundumkühlung) und

nach außen nur noch die thermischen Verluste des ca. 50° C warmen Kühlwassers isoliert werden müssen.

Mehrere Absorber dieser Bauart wurden für die Messungen verwendet (Abb. 27 und Abb. 28). Sie bestehen im wesentlichen aus 3 Schichten, die den Hohlraum umgeben. Schicht 10 ist als Wärmewiderstand ausgelegt, in Schicht 8 zirkuliert das Kühlwasser um den gesamten Wärmewiderstand herum, und Schicht 6 ist die thermische Isolierung zur Umgebung.

Da die Temperatur der Wasserschicht nur maximal 50° C beträgt, kommt man mit einer Isolationsschicht bis zur Außenwand aus, und die Wärmeleitungsverluste sind gering (ca. 1% der eingestrahnten Leistung).

Die Berechnung der Wärmewiderstände und Wärmeströme /43/ zeigt, daß der Temperaturabfall von der hohen Absorberinnentemperatur nach außen fast ausschließlich in der Schicht 10 geschieht. Dieses ist die wärmeübertragende Schicht an das Kühlmedium. Ihr Wärmewiderstand ist zusammengesetzt aus den Widerständen der verschiedenen Absorberteile (Mantel, Boden und Deckel):

$$\frac{1}{R_{W_{\text{ges}}}} = \frac{1}{R_{W_{\text{Mantel}}}} + \frac{1}{R_{W_{\text{Boden}}}} + \frac{1}{R_{W_{\text{Deckel}}}} \quad (79)$$

Für den Zylindermantel berechnet sich der Wärmewiderstand aus

$$R_{W_{\text{Mantel}}} = \sum_{i=1}^N R_{W_i} = \frac{1}{\pi \cdot l} \cdot \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_i d_i} \right\} \quad (80)$$

wobei gilt

R_{W_i} = Wärmewiderstand der i-ten Schicht

l = Höhe der zylindrischen Schichten

d_i = Dicke der i-ten Schicht

λ_i = Wärmeleitfähigkeit des Materials der i-ten Schicht

α_i = Wärmeübergangskoeffizient am Schichtübergang (z.B. Edelstahl - Wasser)

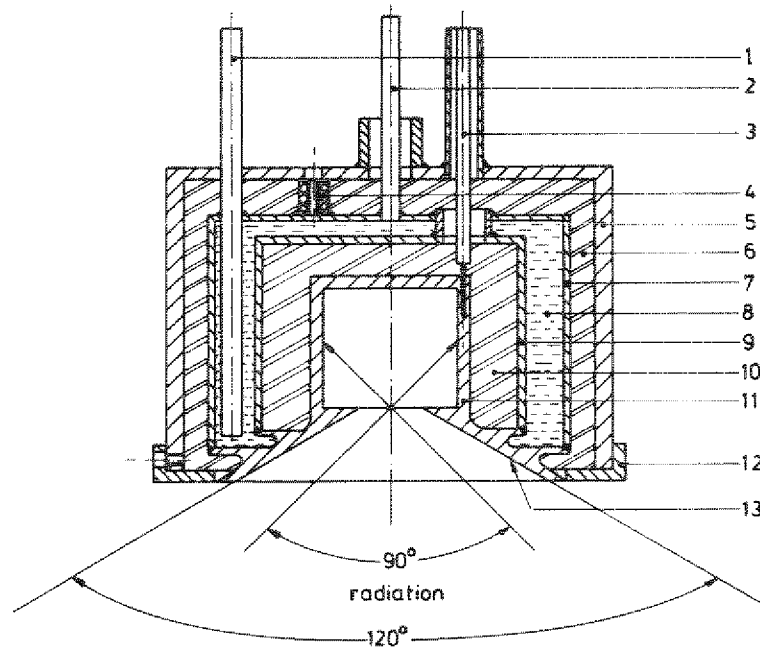


Abb. 27: Längsschnitt durch das Hohlraumabsorber-Kalorimeter
Maßstab: ca. 1:1,3

Die Details sind:

- 1 = H_2O -Zuflußrohr (3 Stck. symm. angeordnet)
 - 2 = H_2O -Rückflußrohr (Mitte)
 - 3 = Keramikhülse mit Pt-Rh-Thermoelement
 - 4 = Teflonabstandhalter
 - 5 = Absorberaußenwand (2,5 mm)
 - 6 = Isolierschicht aus Kaolinwolle (4-6 mm)
 - 7 = Äußere Begrenzungswand des Kühlwassers (1,5 mm)
 - 8 = Kühlwasser
 - 9 = Innere Begrenzungswand des Kühlwassers (1 mm)
 - 10 = Arbeitswärmewiderstand aus Kaolin (5-8 mm)
 - 11 = Absorberinnenkammer (2 mm)
 - 12 = Verschlußring
 - 13 = Aperturschild (poliert)
- Alle Wandungen und Rohre aus Edelstahl (V2A)

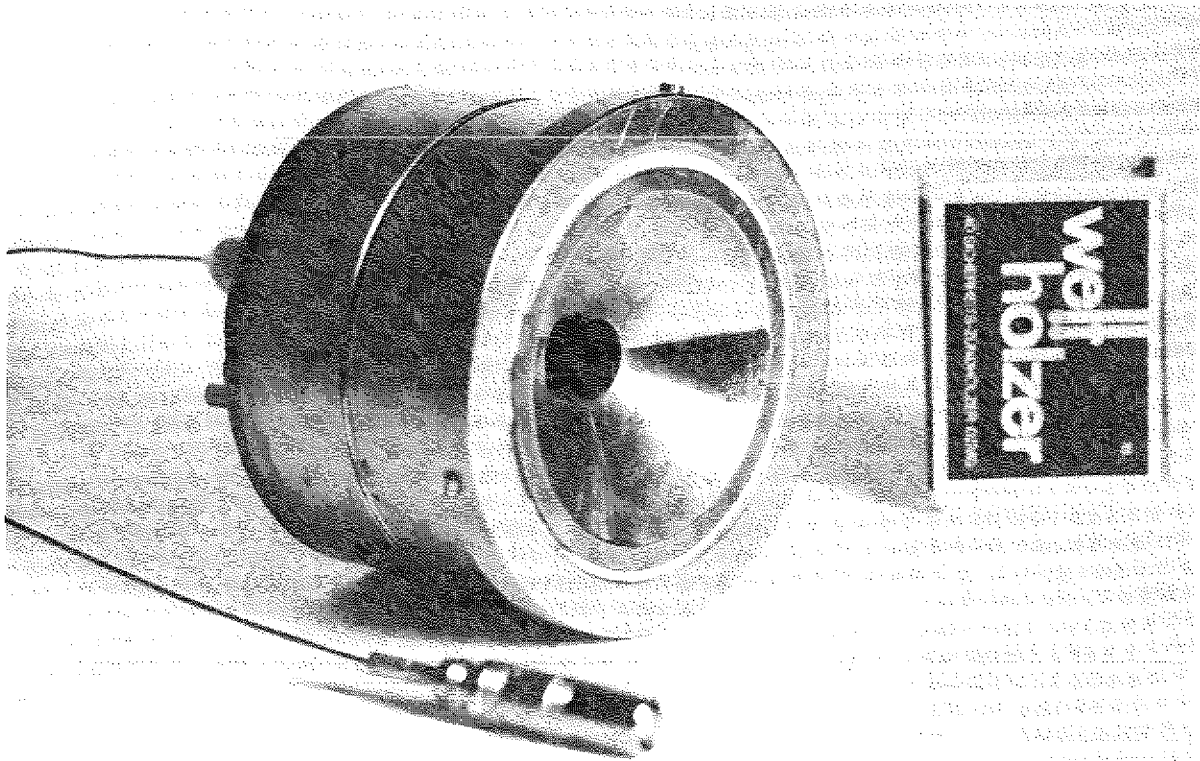


Abb. 28: Ansicht des Hohlraumabsorber-Kalorimeters

Vorn der polierte Aperturring mit der 12 mm-Öffnung für das vom Konzentrator einfallende Strahlenbündel.

Links das Thermoelement mit Stecker zur Messung der Absorberinnenwandtemperatur (Durchmesser des Absorbers: 7,5 cm)

Für Deckel und Boden des Absorbers gelten analoge Formeln. Mit Gleichung (80) lassen sich der Wärmewiderstand der gesamten N Schichten aus den verschiedenen Materialien und mit verschiedenen Schichtdicken, die in Abb. 27 aufgeführt sind, berechnen, aber auch derjenige von Teilbereichen des Absorbers. Insbesondere ist der Wärmewiderstand der Schichten 11, 10 und 9 mit dem Wärmeübergangskoeffizienten an das Kühlwasser für die Absorberinnentemperatur und die Energieübertragung an das Kühlwasser bestimmend. Das "Ohmsche Gesetz der Thermodynamik" /54/ verknüpft den Temperaturgradienten in der Schicht und den hindurchtretenden Wärmestrom I_W gemäß

$$R_W = \frac{\Delta T}{I_W} \quad (81)$$

Für unser Experiment soll die Absorberinnenwand im stationären Zustand etwa 1000°C und das Kühlwasser etwa 40°C haben; der Wärmestrom wird gemäß der Spiegelgröße von 1 m Durchmesser maximal 450 Watt betragen, was in Gleichung (81) zu einem Wärmewiderstand von

$$R_W = \frac{960^{\circ}}{450} \frac{\text{grad}}{\text{W}}$$

$$R_W = 2,1 \frac{\text{grad}}{\text{W}} \quad (82)$$

führt. Ein Wärmearbeitswiderstand von ca. 2 grad/Watt läßt sich durch Einbringen eines geeigneten Materials mit bestimmter Dicke in Schicht 10 erreichen. Bei Materialdicken von 5 - 8 mm ergibt sich eine erforderliche Wärmeleitfähigkeit von etwa

$$\lambda = 1 \text{ W/m grad}$$

In diesen Bereich fallen keramische Materialien, die auch für hohe Temperaturen beständig sind. Es wurde gepreßte Steinwolle (Kaowool) gewählt, wobei zur exakten Anpassung an das Experiment mehrere Absorber mit verschiedenen Schichtdicken gebaut und erprobt wurden.

Man kann davon ausgehen, daß die infolge der Rundumkühlung des Absorbers geringen thermischen Leistungsverluste an die Umgebung zu einem hohen Absorberwirkungsgrad η_{Abs} führen,

$$\eta_{\text{Abs}} = \frac{\text{Absorberoutput}}{\text{Absorberinput}} = \frac{\text{an das Kühlwasser abgegebene Leistung}}{\text{durch die Apertur eingestrahlte Leistung}}$$

Während der Experimente, bei denen die Absorberinnenwand maximal über einige Stunden Temperaturen von über 1000°C aufwies, stieg die Absorberaußenwandtemperatur kaum über die Umgebungstemperatur von $25^{\circ} - 30^{\circ}\text{C}$ an.

Unvermeidlich sind die Rückstrahlungsverluste aus der Absorberöffnung, die von deren Größe und der Innentemperatur abhängen. Sie betragen für unser Modell bei 12 mm Aperturdurchmesser und 1000°C etwa 4% der eingestrahlten Leistung von 450 Watt.

Für den Absorberwirkungsgrad können also Werte von etwa $\eta_{\text{Abs}} = 90 - 95\%$ angenommen werden. Zusätzliche Konvektionsverluste könnten durch eine denkbare Luftströmung an der Absorberapertur bei einem Luftaustausch zwischen heißem Absorberinnenraum und Umgebung auftreten.

Die vom Konzentrator in den Absorber eingestrahlte und absorbierte Leistung wird an das Kühlwasser übertragen und nach außen geführt, wo sie wie üblich durch Messung der Wasserdurchflußrate und Eintritts- sowie Austrittstemperatur des Wassers bestimmt werden kann:

$$P_{\text{out}} = \dot{q} = I_W = C_p \cdot \dot{m} \cdot \Delta T_{\text{H}_2\text{O}}, \quad m = \rho_{\text{H}_2\text{O}} \cdot v \quad (83)$$

Hierbei ist I_W der Output des Absorbers, C_p ist die spezifische Wärme des Wassers, $\dot{m}$ die Massenflußrate, $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ die Dichte, v das Volumen und $\Delta T_{\text{H}_2\text{O}}$ die Temperaturerhöhung des Wassers. Diese wurde bei den Messungen gewählt im Bereich

$$\Delta T_{\text{H}_2\text{O}} = 15^{\circ} - 25^{\circ}\text{C},$$

so daß bei einem maximalen Spiegeloutput von

$$I_W \leq 450 \text{ Watt}$$

die benötigte Durchflußmenge an H_2O im Bereich

$$\dot{m} = 7,2 \text{ g/sec} - 4,3 \text{ g/sec}$$

liegt.

Zur Vermeidung von thermischen Verlusten in den Kühlwasserrohren wurden die Temperaturmeßstellen unmittelbar am Kalorimeter oberhalb der Wassereintrittsrohre 1 und des zentralen Austrittsrohres 2 (vgl. Abb. 27) angebracht. Da die Kühlwassertemperatur nahe an der Umgebungstemperatur liegt, sind somit die Wärmeverluste gering zu halten, und Korrekturen in bezug auf die Änderung der spezifischen Wärme oder Dichte des Wassers können unberücksichtigt bleiben.

Die Temperaturdifferenz des Kühlwassers wird mit NiCrNi-Thermoelementen und die Durchflußrate mit einem Labordurchflußmeßgerät (Brooks) gemessen. Der wahrscheinliche Fehler für die Leistungsmessung beträgt nach dieser Methode $\pm 5\%$ bis $\pm 8\%$.

Zur Umgehung der Durchflußmessung (Fehler $\pm 2\%$ - $\pm 5\%$) und bei höheren Kühlmitteltemperaturen kann man durch Einführen eines elektrisch geheizten Kalorimeters in Serie mit dem Kollektormeßkreis durch Verhältnisbildung die Durchflußmessung und physikalischen Eigenschaften des Kühlmittels eliminieren und die Meßgenauigkeit auf $\pm 2\%$ bei Kühlmitteltemperaturen bis zu 200°C steigern (Calorimetric ratio technique) /55/. Das Hilfskalorimeter wird in die Kollektorzufußleitung geschaltet und dem Kühlmittel elektrische Energie bekannter Größe zugeführt. Gleichung (83) muß nun für das Kalorimeter und den Kollektor (mit Absorber) gelten:

$$\left(\frac{\dot{q}}{C_p \cdot \Delta T} \right)_{\text{Kollektor}} = \left(\frac{P}{C_p \cdot \Delta T} \right)_{\text{Kalorimeter}}$$

wobei P die dem Hilfskalorimeter zugeführte elektrische Leistung und ΔT die Temperaturerhöhung in den beiden Komponenten ist. Dichte und Volumenflußrate kommen in dieser Gleichung für die Kollektorleistung $\dot{q}$ nicht mehr vor, und das Verhältnis der spezifischen Wärmen des Kühlmittels in Kollektor und Kalorimeter ist nahe bei eins und kann bei bekannter Funktion C_p von

der Temperatur auch noch korrigiert werden. Für unsere ersten Testmessungen kommt das aufwendigere, wenn auch genauere Verfahren nicht in Betracht.

Mit dem beschriebenen Hohlraumabsorberkalorimeter im Brennpunkt des Parabolkonzentrators kann nun der Absorberoutput nach Gleichung (83) bei einer bestimmten Absorberinnenwandtemperatur bestimmt werden. Die Innenwandtemperatur wird durch das Pt-Rh-Thermoelement 3 (vgl. Abb. 27), das in die Wandung der Hohlraumabsorberkammer eingelassen ist, gemessen. Daneben besteht die Möglichkeit von Vergleichsmessungen durch Beobachtung der Temperaturstrahlung aus der Öffnung des Hohlraumes mit einem Pyrometer.

4.4 Ergebnisse der Leistungs- und Temperaturmessungen für die verschiedenen Konzentratoren und Absorber

In Tabelle VI sind Auszüge aus den Meßprotokollen angegeben, die einen Überblick über die Leistungen, Temperaturen und Wirkungsgrade, die mit den verschiedenen in Tabelle III aufgeführten Konzentratoren im Experiment erzielt wurden.

Die Bestimmung des Spiegelinputs P_{ein} erfolgt mit Hilfe der Pyrheliometermeßdaten, die gleichzeitig auf einen Y-T-Schreiber mit den Kalorimetermeßdaten $\Delta T_{\text{H}_2\text{O}}$ (Temperaturdifferenz des ein- bzw. austretenden Kühlwassers) und der Absorberinnenwandtemperatur T_{W} aufgezeichnet werden.

Mit der Pyrheliometerkonstanten a erhält man aus dem abgegebenen Meßsignal im mV-Bereich die direkte solare Strahlungsleistungsdichte H und daraus durch Multiplikation mit der schattenfreien Spiegelfläche F_{Sp}^* (ca. 6-8% Schatten durch Absorber und Halterungen) den Spiegelinput P_{ein} (vgl. Spalte 3, Tab. VI)

$$\frac{\text{mV-Signal}}{a} \cdot F_{\text{Sp}}^* = H \text{ [W/m}^2\text{]} \cdot F_{\text{Sp}}^* \text{ [m}^2\text{]} = P_{\text{ein}} \text{ [Watt]}$$

$$\text{Pyrheliometerempfindlichkeit: } a = 7,87 \cdot 10^{-3} \text{ mV/Wm}^{-2} \quad (84)$$

Der Absorberoutput P_{out} berechnet sich aus den Kalorimetermeß-

Tabelle VI: Solarthermische Meßergebnisse der vier Konzentratoren mit zwei verschiedenen Absorberkalorimetern

1	2		3			4			5	6	7	8	9	
Konzentrator	Datum der Messung		Solare Einstrahlung		Spiegel- fläche F_{Sp}	Input P_{ein}	Kalorimeter- meßwerte		Output P_{out}	Wirkungs- grad $\eta = \frac{P_{out}}{P_{ein}}$	Absorber- Innentemp. T_W	Wärme- widerstand R_W	Apertur- durchmes. [mm]	Kalori- meter
	Tag	Zeit (MEZ)					$\dot{m}$	ΔT_{H_2O}						
		[h]	[mV]	[W/m ²]	[m ²]	[W]	[g/s]	[°C]	[W]	[%]	[°C]	[°C/W]		
G (Glaspa- rabol.)	9.10.79	13.42	5.3	673	0.591	398	3.46	15.5	225	56.4	1250	5,38	16	K I
	19.10.79	13.20	6.6	839	0.591	497	3.46	22	318	64	1005	3	12	K II
P 1 (Plexi- parabol.)	30.08.79	14.31	6.2	788	0.738	581	6,25	13	340	58,5	1315	3.75	12	K I
	9.10.79	12.57	5.8	737	0.738	544	3.46	19,5	282	51.8	1320	4.54	16	K I
P 2 (Plexi- parabol.)	6.09.79	11.23	6.65	845	0.738	624	3.64	18.5	281	45.0	1178 <u>pyrom.:</u> 1180	4.0	12	K I
	2.10.79	10.46	4.6	585	0.738	431	3.46	14.30	206	47.8	1075	5.0	12	K I
	10.10.79	14.13	5.1	648	0.738	478	2.39	22.5	225	47.1	872	3.69	12	K II
P 3 (Plexi- parabol.)	6.10.79	15.50	2.65	337	0.738	249	3.46	8.75	127	51.0	775	5.87	16	K I
	30.8.79	16.23	5.2	661	0.738	488	6.25	11.5	301	61.1	1030	3.3	12	K II
S (sphär. Spiegel)	12.9.79	14.11	4.55	578	0.51	295	2.1	10	87	29.5	584	6.36	12	K I
	12.9.79	16.57	2.2	280	0.51	143	1.28	7	37.5	26.2	384	9.4	12	K I

daten ΔT_{H_2O} und der H_2O -Durchflußrate $\dot{m}$, die in der Regel am Labordurchflußzähler fest eingestellt bleibt, nach Gleichung (83), woraus sich der Wirkungsgrad η ableitet zu

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{ein}} \cdot 100 \quad [\%] \quad (85)$$

und in Spalte 5 der Tabelle zu finden ist.

Die Absorberinnenwandtemperatur T_W wird mit dem in die Wandung eingebauten Thermoelement (vgl. Abb. 27) aufgezeichnet und ist in Spalte 6 eingetragen. Im Laufe der Versuche wurde sie mehrmals auch pyrometrisch gemessen. Hierzu wird die Absorberapertur mit dem Pyrometer beobachtet und gleichzeitig die Spiegelfläche abgedeckt, da sonst die große Helligkeit der konzentrierten Solarstrahlung, die in den Absorber fällt, die zu messende Temperaturstrahlung (Farbe: rot-gelbrot) aus der Apertur überstrahlt. Zwischen beiden Temperaturmeßverfahren wurde immer gute Übereinstimmung gefunden, wie auch am Beispiel in Tab. VI ersichtlich ist.

Während aller Messungen wurde die Ausrichtung und Nachführung des Konzentrador-Absorbersystems zur Sonne mit Hilfe des beschriebenen Fernrohres (Abb. 23, links) überprüft und bei Bedarf durch Bedienen der Korrekturmotoren der Fehler ausgeregelt. Dieses war etwa in Abständen von 20 - 30 Minuten notwendig, wobei die Ablesegenauigkeit im Teleskop mit einer Winkelminute für unsere Zwecke mehr als ausreichend war. Als zusätzliche grobe Vergleichsmöglichkeit steht noch der Diopter am Pyrheliometer zur Verfügung.

Bei Auswechseln eines Absorbers oder Konzentrators konnte mit Hilfe der Teleskop-Prisma-Kombination (Abb. 23, rechts) die exakte Justierung der Absorberapertur in den Brennpunkt durch Verstellen der Absorberhalterung und Beobachtung im Teleskop erreicht werden.

Der quantitative Einfluß einer bestimmten Fehlorientierung auf die Meßgrößen des Konzentrador-Absorbersystems ist in Abb. 29 für den Fall der Absorberinnentemperatur T_W zu sehen. Die Wandtemperatur T_W ist als Funktion der azimuthalen Fehlorientierung

des Systems aufgezeichnet. Mit dem Orientierungsfernrohr wurde der Spiegel in azimuthaler Richtung um definierte Winkel zwischen $\pm 1^\circ$ um die exakte Position verstellt und jeweils nach Abwarten des Temperaturgleichgewichts die zugehörige Wandtemperatur T_W gemessen.

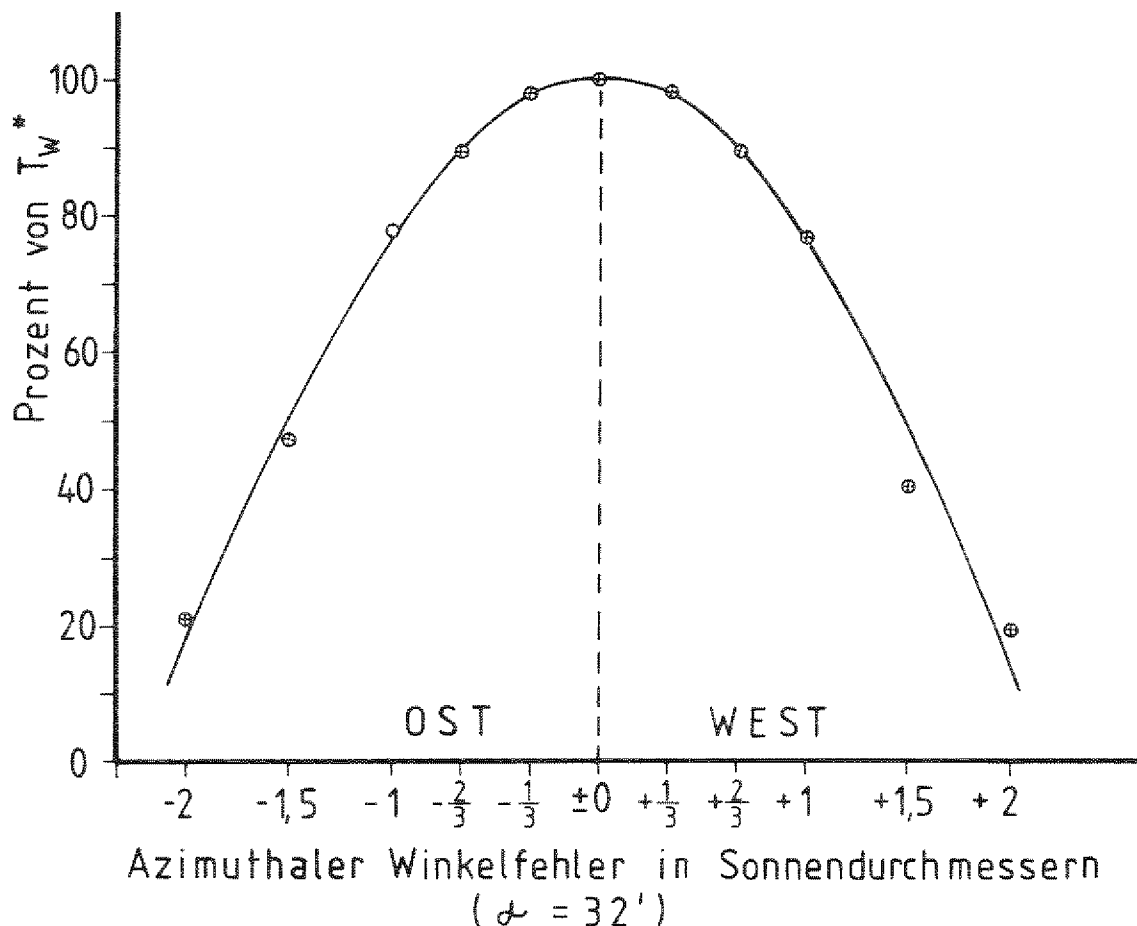


Abb. 29: Absorberinnenwandtemperatur T_W als Funktion der azimuthalen Fehlorientierung
 $T_W^* = 1015^\circ \text{ C}$ (Spiegel P2, Absorberapertur 12 mm)
 + + +: Meßwerte

Ein starker Abfall der Wandtemperatur erfolgt erst bei Orientierungsfehlern von mehr als $\pm 20'$ ($\pm 2/3$ Sonnendurchmesser), während Winkelfehler bis ca. $\pm 10'$ nahezu keinen Einfluß auf T_W haben und tolerabel erscheinen. Die Ausrichtung des Konzentrador-Absorbersystems auf die Sonne kann also mit einer Toleranz von ca. $\pm 10'$ auch durch Beobachten und Aufsuchen der maximalen Absorberinnenwandtemperatur gewährleistet werden.

In Abb. 30 und Abb. 31 sind die Meßwerte des Konzentrator-Absorbersystems als Funktion der Zeit für die beiden Paraboloiden P2 und G mit den beiden Hohlraumabsorbern KI und KII, die sich in ihren Wärmewiderständen unterscheiden, aufgetragen.

Die Abbildungen zeigen die simultanen Diagramme für die solare Einstrahlung H (Pyrheliometermessung) in Kurve 1 und den Spiegelinput P_{ein} in Kurve 2 sowie den Absorberoutput P_{out} in Kurve 3 und die Absorberwandtemperatur T_W in Kurve 4 als Funktionen der Zeit. Zum Zeitpunkt $t = t_0$ wird die zuvor auf dem Konzentrator liegende undurchsichtige Abdeckung entfernt, so daß die einfallende Solarstrahlung auf den Konzentrator und in den Absorber gelangt. Der Absorber reagiert auf die konzentriert einfallende Strahlungsenergie mit einem raschen Anstieg der Innenwandtemperatur T_W und einem durch Wärmeleitvorgänge im Widerstand R_W um einige Sekunden verzögerten und etwas flacheren Anstieg des Absorberoutputs. In Abb. 30 ist nach etwa 4,5 min eine Gleichgewichtstemperatur für die Absorberinnenwand des KI von $T_W = 1190^\circ \text{C}$ erreicht. Wegen des kleineren Wärmewiderstandes von KII und des geringeren Spiegelinputs in Abb. 31 erfolgt der Anstieg langsamer, und die nach etwa 9 min erreichte Gleichgewichtstemperatur der Absorberwand beträgt 950°C . Sie steigt während der Messung noch auf etwa 1000°C wegen der sich leicht erhöhenden solaren Einstrahlung.

Nach etwa 30 min zum Zeitpunkt $t = t_1$ wird der Spiegelinput durch Abdecken des Konzentrators auf Null gebracht. Gleichzeitig ist die in Abb. 30 eingetragene Pyrometermessung ausgeführt worden, die mit 1180°C gute Übereinstimmung mit dem Temperaturwert des Pt-Rh-Thermoelementes in der Absorberinnenwand zeigt. Der gemäß der Wärmekapazität und den thermischen Verlusten bei $t = t_1$ einsetzende Abfall der Absorberwandtemperatur und des Absorberoutputs läßt sich ebenso wie der Anstieg bei $t = t_0$ mit Hilfe einer "Kalorimetergleichung" approximieren.

Die Energiebilanz für das Absorberkalorimeter lautet

$$\underbrace{P}_{\text{zugeführte Leistung}} = \underbrace{C \cdot \frac{d}{dt} T_K}_{\text{Leistungsanstieg des Kalorimeters}} + \underbrace{k \cdot T_K}_{\text{Leistungsabgabe an die Umgebung}} \quad (86)$$

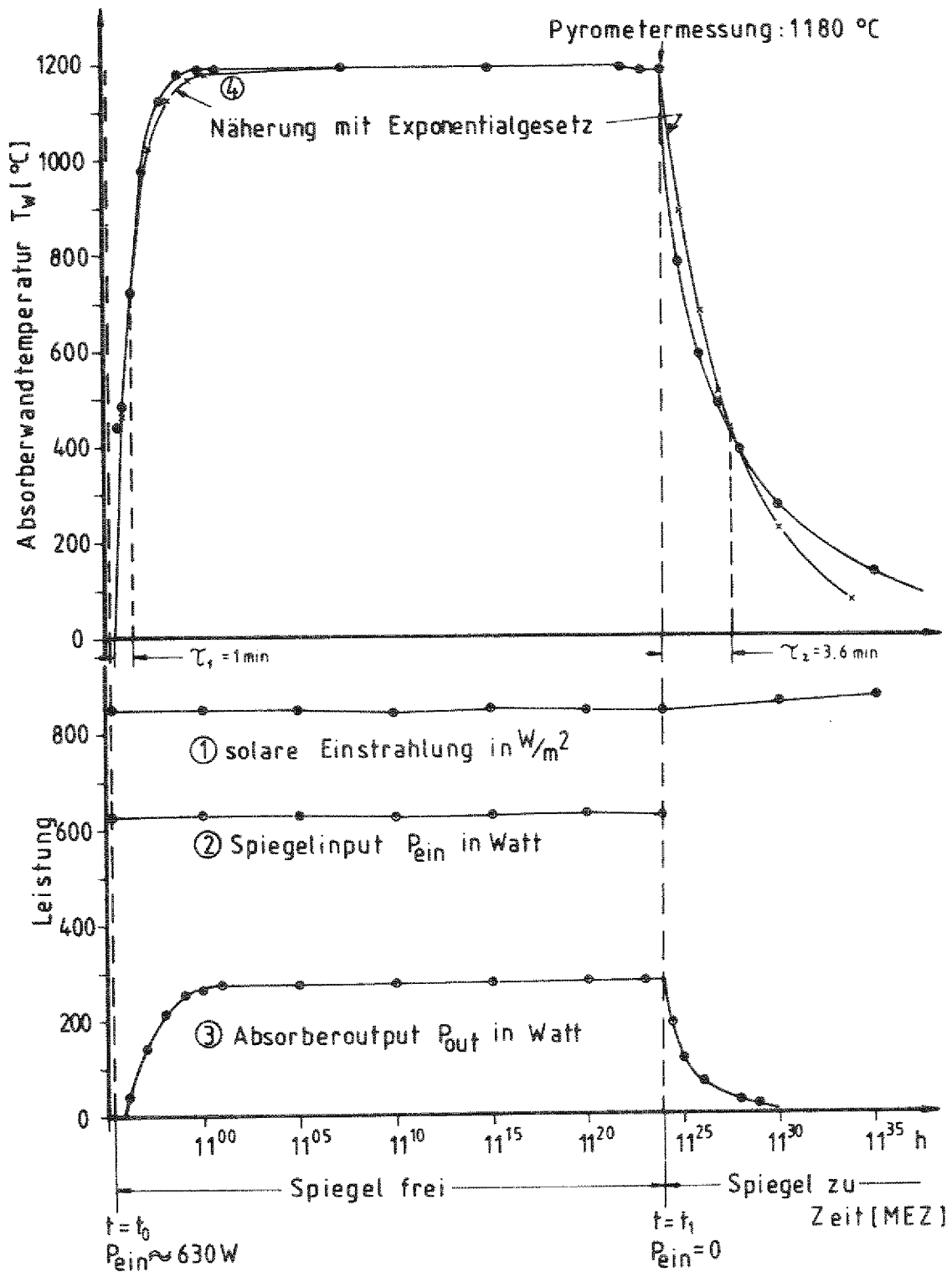


Abb. 30: Solarthermische Meßwerte des Konzentrador-Absorber-Systems als Funktion der Zeit für den Konzentrador P2 mit Absorber KI

Wirkungsgrad: $\eta \approx 44,5 \pm 4\%$, Wärmewiderstand: $R_W = 4,2 \text{ grad/W}$. Eine Pyrometermessung ist angedeutet.

⊕⊕⊕: Meßwerte; —x—x—x: Näherung mit Exponentialgesetz für T_w mit den Zeitkonstanten τ_1 und τ_2

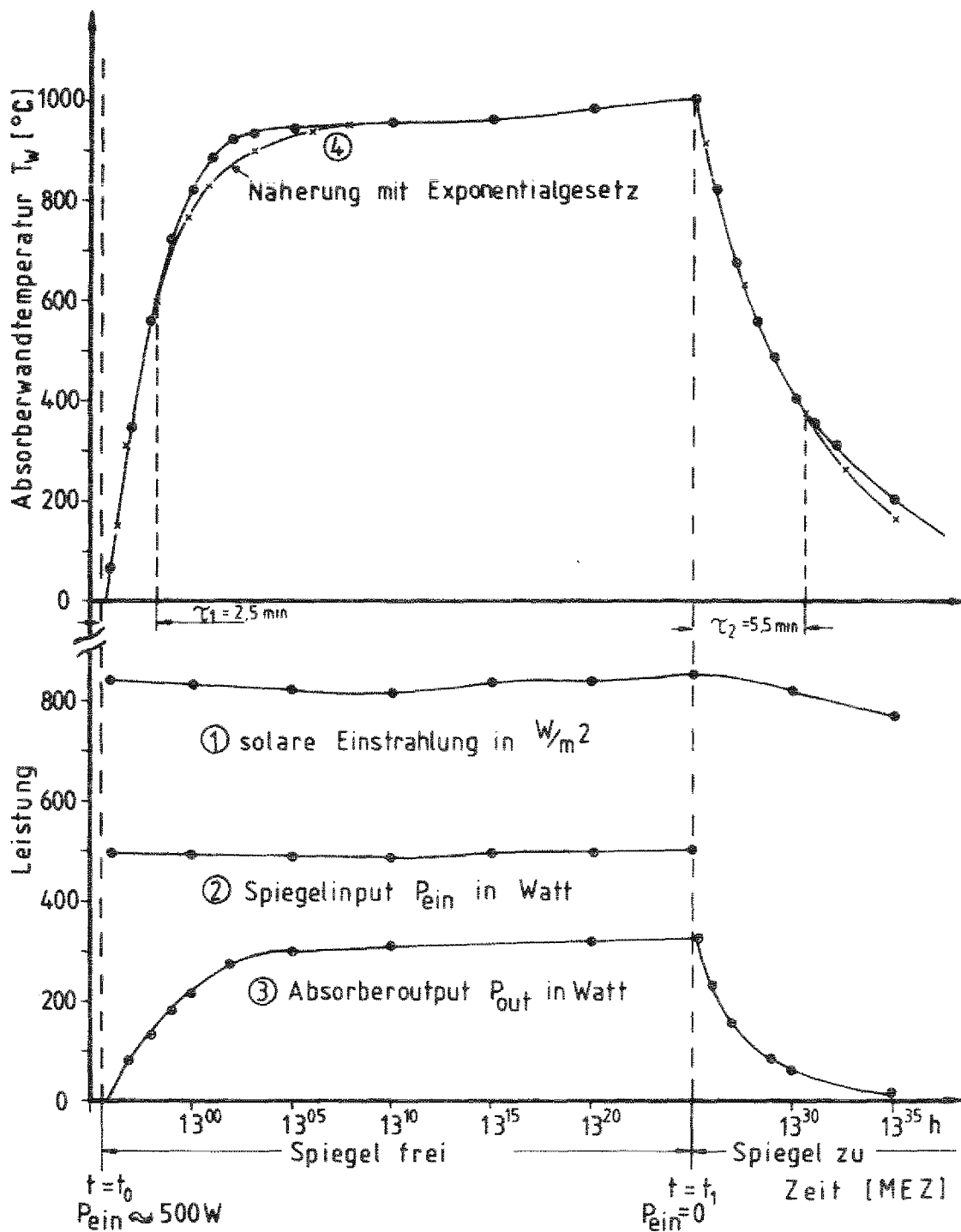


Abb. 31: Solarthermische Meßwerte des Konzentrador-Absorber-Systems als Funktion der Zeit mit dem Konzentrador G und Absorber KII
 Wirkungsgrad: $\eta \approx 64 \pm 5\%$; Wärmewiderstand: $R_w = 3 \text{ grad/W}$;
 ⊕⊕⊕ : Meßwerte; -x-x-x- : Näherung mit Exponentialgesetz für T_w mit den Zeitkonstanten τ_1 und τ_2

Hierbei ist P die zugeführte Leistung, d.h. P_{ein} abzüglich der Reflexions- und Absorptionsverluste, C die Wärmekapazität des Kalorimeters, T_K ist die Temperaturdifferenz zwischen Kalorimeter und Umgebung und k ein Faktor, der die Leistungsabgabe beschreibt, die der Temperaturdifferenz proportional ist und in Form von Nutzleistung (P_{out}) und Verlustleistung an die Umgebung abgegeben wird. Er ist also stark vom Widerstand R_W bestimmt und setzt sich daneben aus einem Verlustglied k_0 zusammen: $k = \frac{1}{R_W} + k_0$.

Die Lösung der Differentialgleichung (86) ergibt für die Fälle

$$\text{a) } P = \text{const} \neq 0: T_K(t) = \frac{P}{k} (1 - e^{-k \cdot t / C}) \quad (87)$$

Daraus folgt für $t \rightarrow \infty$ (Temperaturgleichgewicht)

$$T_K(\infty) = T_{\text{max}} = P/k$$

$$\text{b) } P = 0 \quad : \quad T_K(t) = T_0 \cdot e^{-k \cdot t / C} \quad (88)$$

Die Zeitkonstante läßt sich dann schreiben

$$\tau = \frac{C}{k} = \frac{C}{1/R_W + k_0} \quad (89)$$

Setzt man für $T_K(t)$ die Absorberwandtemperatur $T_W(t)$ oder den der Kühlwandtemperatur ΔT_{H_2O} proportionalen Absorberoutput $P_{\text{out}}(t)$ ein, so ergibt sich für beide nach Gleichung (87) und (88) ein exponentieller Anstieg und Abfall der experimentellen Werte von $T_W(t)$ und $P_{\text{out}}(t)$. In Abb. 30 und 31 ist für die Absorberwandtemperatur die Näherung nach dem Exponentialgesetz eingetragen, die bei verschiedenen Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 für Anstieg und Abfall der Temperatur gute Übereinstimmung mit der experimentellen Kurve liefert. Die Anpassung ist nicht optimiert worden.

Der Anstieg der Wandtemperatur T_W bei Kalorimeter I in Abb. 30 ist mit einer Zeitkonstanten von $\tau_{1I} = 1$ min steiler als beim Kalorimeter KII in Abb. 31 mit $\tau_{1II} = 2,5$ min. Zur Erklärung

muß man die Wärmekapazität C der aus verschiedenen Schichten aufgebauten Kalorimeter betrachten. Vernachlässigt man einmal die voraussichtlich geringen thermischen Verluste, so wird $k_0 = 0$ und nach Gleichung (89) die Zeitkonstante

$$\tau = R_W \cdot C \quad (90)$$

Im kalten Zustand des Kalorimeters bei $t = t_0$ wirken sich nur die inneren Schichten 11, 10, 9 (vgl. Abb. 27) auf das dynamische Verhalten aus. Der Wärmewiderstand R_W ist für KI zwar größer, damit ist jedoch auch die Isolierung zur Kühlwasserschicht 8, die eine hohe Wärmekapazität C hat, besser, was zu einer kleineren Zeitkonstante und einem steileren Anstieg der Wandtemperatur bei KI als bei KII führt, wo der Wärmewiderstand R_W geringer und somit die Absorberwand besser "geköhlt" wird.

Zum Zeitpunkt $t = t_1$ ist ein Temperaturgleichgewicht erreicht, an dem nun alle Schichten des Kalorimeters mit unterschiedlichen Temperaturen beteiligt sind und auch die äußeren Schichten einen Beitrag zur Wärmekapazität C liefern. Dieses führt zu einer höheren Zeitkonstante τ_2 beim Temperaturabfall als beim Anstieg ($\tau_2 > \tau_1$). Für das zeitliche Verhalten des Absorberoutputs $P_{out}(t)$ gilt dieses in analoger Form.

Einen zusätzlichen Einfluß auf die Thermodynamik des Absorbers hat die Tatsache, daß der Wärmewiderstand R_W der Kaolinschicht 10 im Absorber temperaturabhängig ist, wie dies in Abb. 32 für die Absorber KI und KII dargestellt ist. Die thermische Leitfähigkeit λ in Gleichung (80) steigt mit wachsender Temperatur an und erfährt oberhalb von etwa 800°C eine zusätzliche Erhöhung durch die Wärmestrahlung. In der watteartigen Struktur des Kaolins tritt dann zwischen den Fasern oder Fasergruppen ein Strahlungsaustausch ein, der in einem Energietransport vom heißeren zum kälteren Schichtende resultiert und die wirksame Wärmeleitfähigkeit der Schicht erhöht, d.h. den Wärmewiderstand herabsetzt. Dieses ist am knickartigen Verlauf der Diagramme in Abb. 32 und Abb. 33, die aus einer großen Zahl von Meßergebnissen für die Absorber KI und KII hervorgehen, dargestellt. In Abb. 33 ist die im Mittel erreichte Absorberinnenwandtempe-

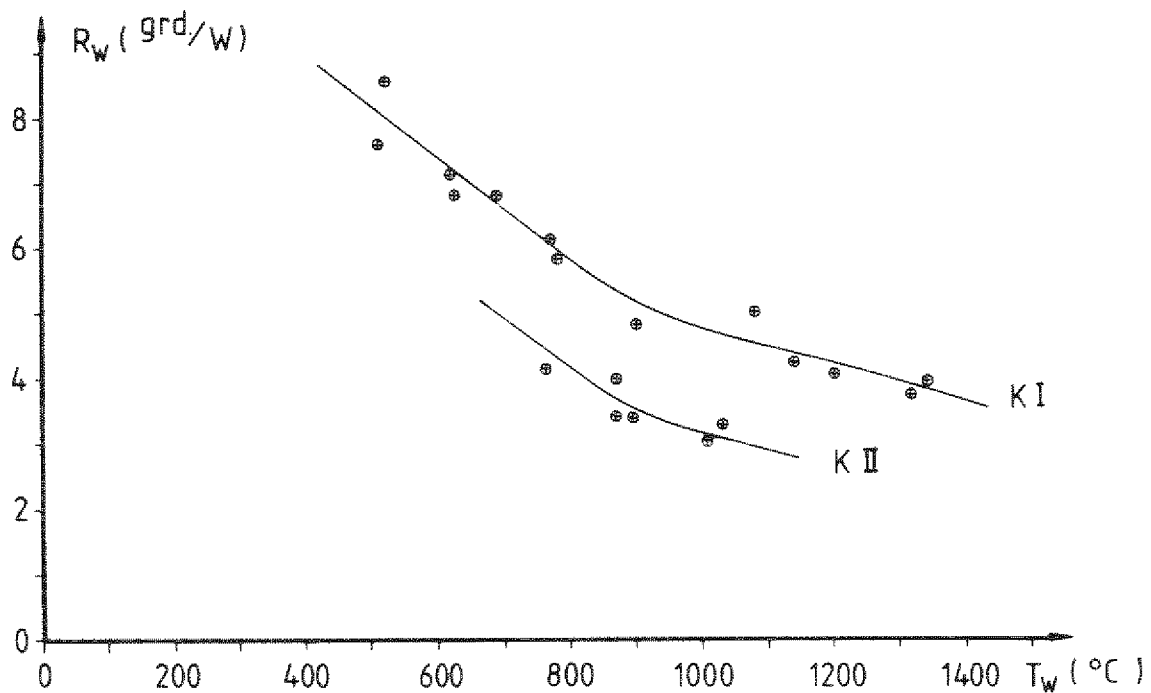


Abb. 32: Der Wärmewiderstand R_W als Funktion der stationären Absorberwandtemperatur T_W für die Absorber KI und KII
 $\oplus \oplus \oplus$: Meßwerte

ratur T_W als Funktion der Nutzleistung P_{out} , die natürlich vom Spiegelinput abhängt, aufgetragen. Faßt man T_W als die Arbeitstemperatur des Systems auf, so sind dieses die charakteristischen Kurven eines bestimmten Absorbers, aus denen sich die Nutzleistung bei einer bestimmten Arbeitstemperatur ablesen läßt. Im Leistungsbereich von 200 - 350 Watt erreicht der Absorber KI Temperaturen von ca. 1100° - 1350° C, die für unsere Zwecke aber zu hoch liegen. Der Wärmewiderstand und damit die berechnete Kaolinschichtdicke von 8 mm erweist sich als zu hoch. Eine exakte Berechnung des Absorbers läßt sich auch kaum befriedigend durchführen, da viele Faktoren unberücksichtigt bleiben müssen, z.B. kann beim Zusammenbau des Absorbers die Kaolinschicht des Wärmewiderstandes durch unkontrolliertes Stauchen eine Dichteänderung erfahren, die zu anderen Wärmeleitwerten führt. Der Absorber KII, bei dem eine Kaolinschichtdicke von 4 mm gewählt wurde, erreicht im gleichen Leistungsbereich Arbeits-

temperaturen von etwa 800° - 1080° C und liegt somit in dem angestrebten Temperaturbereich für thermochemische Reaktionen.

Die mittleren Wirkungsgrade nach Gleichung (85) sind für die vier verwendeten parabolischen Konzentratoren bei den verschiedenen Absorberaperturdurchmessern 12, 14 und 16 mm und einer

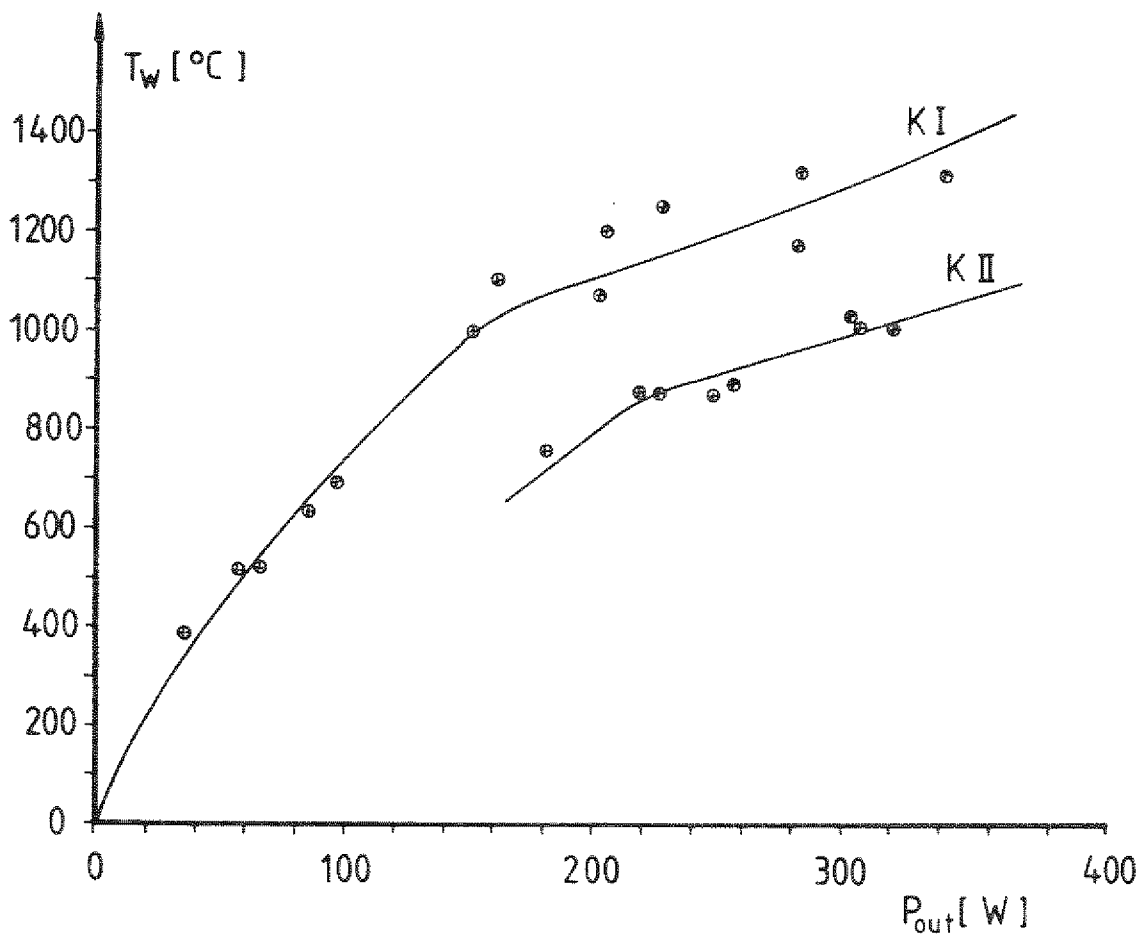


Abb. 33: Die Absorberinnenwandtemperatur T_w als Funktion der abgegebenen Nutzleistung P_{out} für die Absorber KI und KII

⊕ ⊕ ⊕ : Meßwerte

festen Wandtemperatur $T_W = 1100^\circ \text{C}$ gemessen und in Abb. 34 aufgetragen.

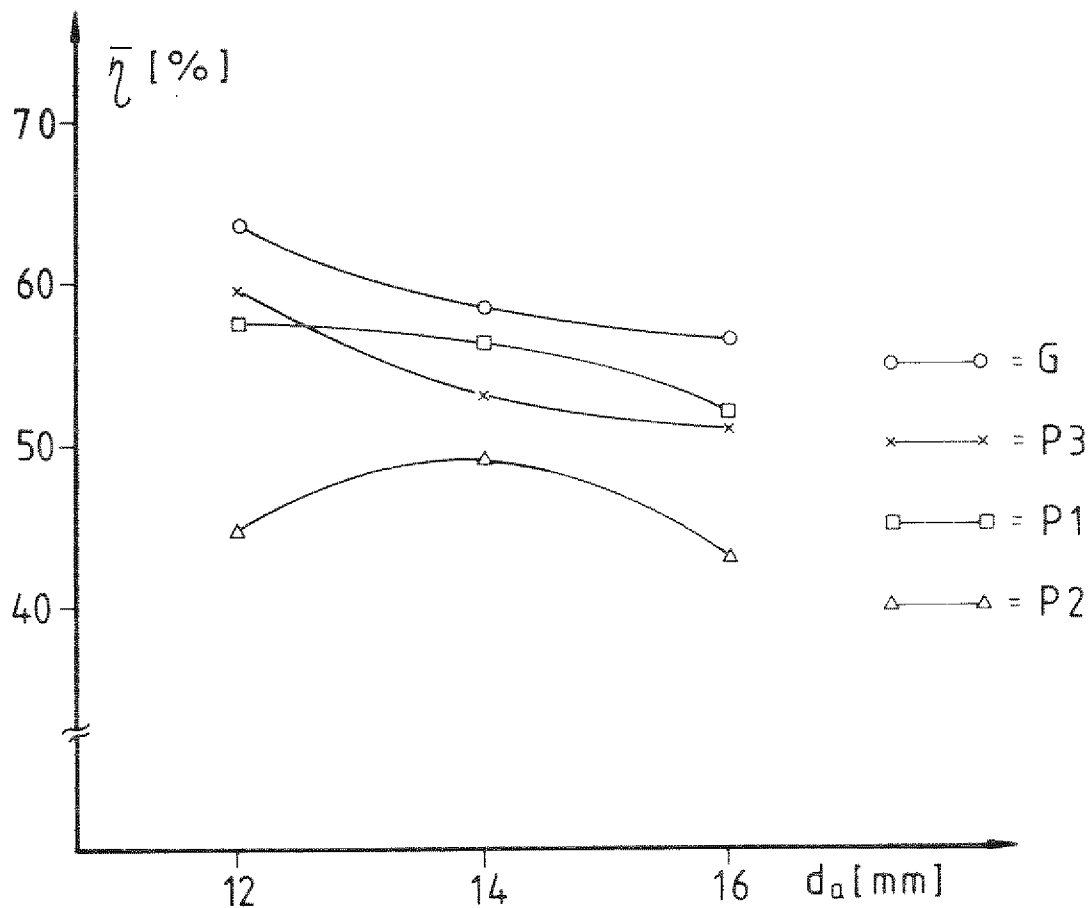


Abb. 34: Mittlerer Wirkungsgrad $\bar{\eta}(d_a)$ als Funktion des Absorberaperturdurchmessers d_a für den Glasparaboloid G und die Plexiparaboloiden P_1 , P_2 und P_3 .

Absorberwandtemperatur $T_W \approx 1100^\circ \text{C}$

○, ×, □, △: Meßwerte

Der größte Wirkungsgrad wurde mit dem Glasparaboloid G erreicht, der bei einem Aperturdurchmesser des Absorbers von $d = 12 \text{ mm}$ im Mittel etwa 64% beträgt und für größere Aperturdurchmesser abnimmt. Ähnlich sind die Verhältnisse bei den Plexiglasparaboloiden P_1 und P_3 , deren optimale Apertur auch bei $d = 12 \text{ mm}$ liegt. Wegen höherer optischer Verluste liegt das Wirkungsgradniveau jedoch mit maximal 57 - 60% unter dem des Glasparaboloiden. Für den Plexiglasparaboloid P_2 beträgt dagegen die optimale Apertur $d = 14 \text{ mm}$ bei einem Wirkungsgrad von ca. 49%. Das deutet auf eine breitere Inten-

sitätsverteilung in der Brennebene und damit auf größere Oberflächenfehler der Spiegelfläche hin, als sie bei den anderen Konzentratoren vorliegt. Dieses zeigt sich auch beim Vergleich der Intensitätsverteilungen der einzelnen Konzentratoren im anschließenden Kapitel.

Die Messung des thermischen Wirkungsgrades nach Gleichung (85) ist mit einem Fehler behaftet, der sich aus dem Fehler der Output- sowie der Pyrheliometermessung (Input) zusammensetzt und wie folgt abgeschätzt werden kann: Der relative Größtfehler der Absorberoutput-Messung bestimmt sich mit Gleichung (83) zu

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_{\text{out}}}{P_{\text{out}}} &= \pm \frac{1}{P_{\text{out}}} \left(\left| \frac{\partial P_{\text{out}}}{\partial \dot{m}} \Delta \dot{m} \right| + \left| \frac{\partial P_{\text{out}}}{\partial \Delta T_{\text{H}_2\text{O}}} \Delta(\Delta T_{\text{H}_2\text{O}}) \right| \right) \\ &= \pm \left\{ \left| \frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} \right| + \left| \frac{\Delta(\Delta T_{\text{H}_2\text{O}})}{\Delta T_{\text{H}_2\text{O}}} \right| \right\} \end{aligned} \quad (91)$$

und ist demnach durch die Fehlergrenze der Meßgeräte gegeben. Für den relativen Fehler der Durchflußmessung gelten $\pm 4\%$ und für die Temperaturmessung des Kühlwassers werden $\pm 2\%$ geschätzt, so daß sich für P_{out} ein Fehler von

$$\frac{\Delta P_{\text{out}}}{P_{\text{out}}} = \pm 6\% \quad (92)$$

angeben läßt.

Der relative Größtfehler des Wirkungsgrades $\eta(P_{\text{out}}, P_{\text{ein}})$ ergibt sich allgemein zu

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \eta}{\eta} &= \pm \frac{1}{\eta} \left\{ \left| \frac{\partial \eta}{\partial P_{\text{out}}} \Delta P_{\text{out}} \right| + \left| \frac{\partial \eta}{\partial P_{\text{ein}}} \Delta P_{\text{ein}} \right| \right\} \\ &= \pm \left\{ \left| \frac{\Delta P_{\text{out}}}{P_{\text{out}}} \right| + \left| \frac{\Delta P_{\text{ein}}}{P_{\text{ein}}} \right| \right\} \end{aligned} \quad (93)$$

Der relative Fehler der Inputmessung ist durch die Meßgenauigkeit des Pyrheliometers gegeben, die bei $\pm 2\%$ liegt. Mit Gleichung (92) erhält man also eine Genauigkeit für die Bestimmung des Wirkungsgrades von

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \pm 8\% \quad (94)$$

Dieser Fehler liegt im Bereich des üblichen Fehlers bei einfachen kalorimetrischen Messungen. Die Genauigkeit läßt sich durch verschiedene Methoden, wie z.B. speziell geeichte Durchflußzähler oder die erwähnte Vergleichsmethode (Calorimetric ratio technique /55/) verbessern; dieses wurde aber für unsere Versuchsmessungen zunächst nicht in Betracht gezogen.

Die unterschiedlichen gemessenen maximalen Wirkungsgrade der Konzentratoren untereinander (Abb. 34) beruhen auf verschiedenen großen Verlusten bei Reflexion, Transmission und Oberflächenbeschaffenheit. Bei Berücksichtigung aller Verluste, die vom Eintritt der Solarstrahlung in die Konzentratorebene bis zur Messung des Output im Absorber auftreten, kann man den Wirkungsgrad als Produkt folgender Verlustfaktoren schreiben

$$\frac{P_{out}}{P_{ein}} = \eta = \eta_r \cdot \eta_T \cdot \eta_{Str} \cdot \eta_H \cdot \eta_x = \eta_0 \cdot \eta_x \quad (95)$$

Hierbei bedeutet η_r das reguläre Reflexionsvermögen (spiegelnde Reflexion) der optischen Beschichtung (Ag, Al) im Spektralbereich der Solarstrahlung, η_T ist das Transmissionsvermögen in diesem Spektralbereich der verwendeten Spiegelmaterialien (Glas, Plexiglas), η_{Str} sind die Rückstrahlungsverluste aus der Absorberöffnung bei der Arbeitstemperatur T_w , η_H ist der "Hohlraumwirkungsgrad", der die Abweichung des Absorbers vom idealen Hohlraum oder schwarzen Körper beschreibt. Diese vier Faktoren werden im folgenden für die verschiedenen Konzentratoren rechnerisch abgeschätzt. Sie sind in der Tabelle VII unter dem Wert η_0 zusammengefaßt. Der restliche Verlustfaktor η_x ist kaum einer Abschätzung zugänglich, er enthält z.B. die Streustrahlung, die durch diffuse Reflexion vom Konzentrator den Absorber nicht erreicht, Konzentrationsverluste, die Energieanteile aus dem

Randgebiet der Intensitätsverteilung, die durch die Absorberapertur ausgeblendet werden, Verluste durch Zirkumsolarstrahlung sowie Konduktions- und Konvektionsverluste im Absorber durch die Isolation und Thermoelemente.

Das Reflexionsvermögen der metallischen Verspiegelung variiert mit der Wellenlänge der einfallenden Strahlung sowie der Qualität der optischen Beschichtung. In Abb. 35 ist der Reflexionsgrad für einige Metalle als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Im Spektralbereich von ca. 0,3 - 2,5 μm , in den 98% der

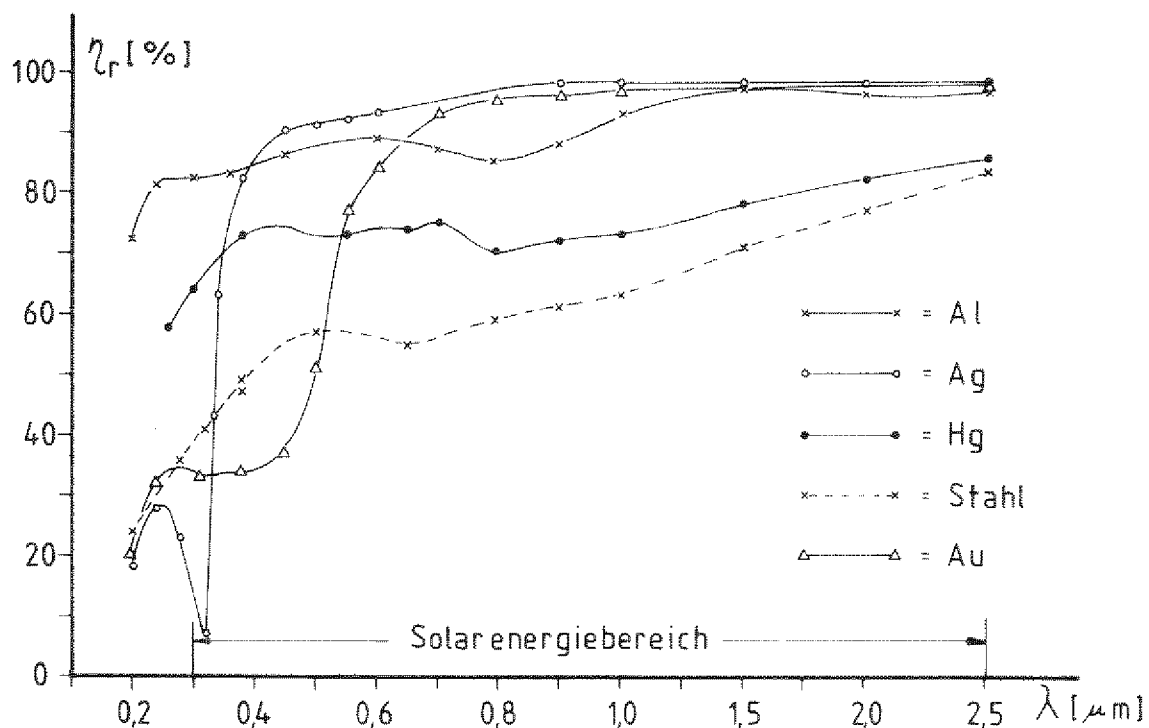


Abb. 35: Reflexionsgrad η_r von Metallsiegeln in Prozent als Funktion der Wellenlänge λ für senkrechten Einfall nach /33/

solaren Energie fallen (vgl. Abb. 24), lassen sich mit Silber die besten Resultate von $\eta_r = 93 - 96\%$ erzielen. Das Aufbringen der reflektierenden Metallschicht kann auf die Vorder- oder Rückfläche des transparenten Konzentratorkörpers nach verschiedenen Methoden erfolgen, z.B. durch Aufspritzen (meist bei Al), elektrolytisches Abscheiden oder Aufdampfen im Vakuum, wobei die beste Oberflächenqualität erreicht wird. Die Metallschichten müssen anschließend mit Schutzschichten gegen Abrieb, Schmutz und Verwitterung versehen werden. Bei rückseitig verspiegeltem Glas kann dies durch Verkupfern geschehen, vorderseitige Verspiegelungen müssen transparent geschützt sein und können z.B. mit Siliziumoxid versehen werden. Eloxiertes Aluminium kann auch mit einer dünnen Schicht aus Aluminiumoxid (Saphir) auf elektrochemischem Weg beschichtet werden.

Beim Durchgang der Solarstrahlung durch diese Schichten bis zur reflektierenden Metallschicht treten zusätzlich Transmissionsverluste auf. Die Absorption in einem teilweise transparenten Medium wird durch das Gesetz von Bouguer beschrieben [32, 34]. Dieses beruht auf der Annahme, daß die absorbierte Strahlungsleistung proportional zur Intensität an der betreffenden Stelle und proportional zur Weglänge, die die Strahlung in diesem Medium zurücklegt, ist.

$$-dI = I \cdot \kappa \cdot dx$$

Nach Integration zwischen den Grenzen 0 und L folgt

$$I = I_0 \cdot e^{-\kappa L} \quad (96)$$

$$I/I_0 = \eta_T = e^{-\kappa L}$$

wobei gilt

I_0 = Intensität der einfallenden Sonnenstrahlung

I = Intensität der Strahlung nach Durchgang durch das Medium

κ = Extinktionskoeffizient

L = Weglänge des Strahls durch das Medium

Für den Glasparaboloid G, der eine rückseitige Verspiegelung aus Silber hat, die zum Schutz rückwärtig verkupfert ist, kann ein Reflexionsvermögen von $\eta_r \approx 0,95$ angesetzt werden. Die Absorption im Glas ist nahezu eine Konstante für das gesamte Sonnenspektrum. Die meisten Gläser werden erst bei Wellenlängen $\lambda > 2,7 \text{ } \mu\text{m}$ undurchsichtig. Mit einem Extinktionskoeffizienten von $\kappa = 0,161 \text{ cm}^{-1}$, der einen mittleren Wert für Glas darstellt /32, 34/, ergibt sich bei der Glasstärke des Konzentrators G von 3,5 mm, die von der Strahlung zweimal durchlaufen werden muß, ein Transmissionskoeffizient von $\eta_T = 0,89$.

Der Plexiglasparaboloid P2 besitzt eine rückseitige Verspiegelung aus Aluminium, für das ein Reflexionsvermögen von $\eta_r \approx 0,89$ angenommen werden darf /32/. Die Transmission von Plexiglas ist hoch im Maximum des solaren Spektrums und im nahen Infrarot bis ca. $1 \text{ } \mu\text{m}$. Sie ist vergleichbar mit der Transmission von guten Gläsern. Für Materialdicken von mehreren Millimetern treten bei größeren Wellenlängen starke Absorptionsspektren auf /34/. Von $0,3 - 1 \text{ } \mu\text{m}$ kann mit einem Extinktionskoeffizienten von etwa $\kappa = 0,20 \text{ cm}^{-1}$ gerechnet werden, so daß sich bei der Materialstärke von 8 mm bei P2 ein Transmissionskoeffizient von $\eta_T = 0,73$ ergibt.

Das Plexiglasparaboloid P3 ist vorderseitig mit Aluminium verspiegelt und ist mit einer Schutzschicht aus Siliziumoxid versehen. Hierfür kann ein Reflexionsvermögen von $\eta_r = 0,87$ angesetzt werden /32/.

Reflexions- und Transmissionsgrad für die Konzentratoren P1 und S ergeben sich durch analoge Abschätzungen und sind in Tabelle VII aufgeführt.

Durch die Temperaturstrahlung aus der Öffnung des Absorbers tritt ein Energieverlust des Systems durch Strahlung auf, der sich nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz berechnet zu

$$Q_{\text{Str}} = \sigma \cdot T_A^4 \cdot F_{\text{abs}} \cdot \epsilon_{\text{eff}} \quad (97)$$

mit

T_A = Absorberinnentemperatur (T_W)

F_{abs} = Aperturfläche

ϵ_{eff} = 0,99 = effektives Emissionsvermögen

σ = Stefan-Boltzmann-Konstante

Für eine Absorberwandtemperatur von $T_W = 1000^\circ \text{C}$ und einen Aperturdurchmesser von $d_a = 12 \text{ mm}$ ergibt sich für den auf einen mittleren Spiegelinput von $P_{ein} = 400 \text{ W}$ bezogenen relativen Rückstrahlungsverlust ein Wert von 4%, d.h. ein Rückstrahlungskoeffizient von $\eta_{Str} = Q_{Str}/P_{ein} = 0,96$. Für einen Aperturdurchmesser von $d_a = 14 \text{ mm}$ erhält man $\eta_{Str} = 0,94$.

Der "Hohlraumwirkungsgrad" η_H ist bestimmt durch das Absorptionsvermögen α der Hohlrauminnenwand für Solarstrahlung und das Verhältnis $m = F_{abs}/F_i$, Aperturfläche zu Hohlrauminnenfläche F_i . Je größer der Faktor m , desto mehr weicht der Hohlraum von einem idealen Hohlraum ab. Für einen kugelförmigen Hohlraum gilt dann nach /31/

$$\eta_H = \frac{\alpha}{1 - (1 - \alpha)(1 - m)} \quad (98)$$

Für die im Experiment offensichtlich schwarz gebrannte Hohlrauminnenfläche kann ein Absorptionsvermögen von $\alpha \geq 0,8$ angenommen werden, bei einem Aperturdurchmesser von 12 mm beträgt für unseren Hohlraum die Zahl $m = 0,06$, was zu einem "Hohlraumwirkungsgrad" von $\eta_H = 0,985$ führt. Da unser Hohlraum jedoch zylindrisch ist und damit von der Idealform abweicht, muß eher ein niedrigerer Wert angesetzt werden, etwa $\eta_H = 0,96$, der den wahren Verhältnissen näherkommt.

Wie Tabelle VII zeigt, gehen die Unterschiede im experimentellen Wirkungsgrad η der Konzentratoren G, P1 und P2 fast ausschließlich auf die unterschiedlichen Transmissionsfaktoren und Reflexionsgrade aufgrund der verschiedenen Materialien und Materialstärken bei Glas und Acrylglas bzw. Silber und Aluminium zurück, da die Werte für die "imponderablen" Verluste

η_x für diese Konzentratoren etwa gleich sind. Der Konzentrator G erreicht den höchsten Wirkungsgrad mit $\eta = 64\%$, wobei in der Tabelle noch der relative Größtfehler des Meßwertes η nach Gleichung (94) eingetragen ist. Ohne die schwer abwägbaren Verluste η_x , die bei Gleichung (95) diskutiert wurden, müßte der Wirkungsgrad $\eta_0 = 78\%$ sein, der einen maximalen theoretischen Wert darstellt. Für P2 kann η_0 nur 58% betragen, woran deutlich wird, daß Konzentratoren, die mit größeren Wandstärken zwar mechanisch stabiler sind, bei rückwärtiger Verspiegelung jedoch zu hohe Absorptionsverluste im Material aufweisen.

Für den Konzentrator P3 liegt der Wert $\eta_x = 0,75$ deutlich unter dem der anderen Paraboloiden, was mit einem größeren Verlust an direkter Strahlung in den Absorber durch stärkere diffuse Reflexion erklärt werden kann. Die dünne SiO_2 -Schutzschicht verursacht eine teilweise Streuung des einfallenden Lichtes, was durch ein matteres Aussehen der Oberfläche erkennbar ist. Wegen der Frontverspiegelung und relativ geringen Absorption im SiO_2 -Schutzfilm bleibt der Wirkungsgrad mit $\eta = 60\%$ im Vergleich zu den anderen Spiegeln jedoch gut. Der Wirkungsgrad des sphärischen Spiegels S liegt mit $\eta = 28\%$ am niedrigsten, da die Intensitätsverteilung in der Brennebene räumlich sehr ausgedehnt ist, denn nicht alle Strahlen treffen sich beim Kugelspiegel in einem Punkt. Bekanntlich bildet sich eine zum "Brennpunkt" hin gebogene Fläche aus, die die einhüllende der reflektierten Strahlen ist (Kaustik). Eine große Anzahl von Strahlen geht also am Absorber vorbei, wodurch in unserer Messung der Wirkungsgrad bei einer Absorberapertur von 12 mm stark absinkt. Daß mit einem sphärischen Spiegel die notwendige Konzentration nicht erreicht wird, zeigen auch die niedrigen Absorberwandtemperaturen von maximal 580°C .

Neben den Wirkungsgraden und Verlusten sind zum Überblick über die Gesamtheit der ausgeführten Messungen in Tabelle VII der Bereich des Konzentratorinputs, der bei den Messungen zur Verfügung stand, sowie der mit verschiedenen Absorbern erreichte Temperaturbereich angegeben.

Tabelle VII: Überblick über die thermischen Meßwerte und Verluste der erprobten Konzentratoren

Konzentrator	Material Materialstärke	Transmissionsfaktor η_T	Reflektierende Schicht Verspiegelung	Schutzschicht	Reflexionsvermögen η_r	Konzentratorinput P_{ein} [W]	Absorberwandtemperatur T_W [°C]	optim. Aperturdurchm. r_{opt} [mm]	Rückstrahlungsfaktor $\eta_{\text{Str.}}$	Verlustfaktor $\eta_0 = \eta_r \eta_T \eta_{\text{Str}} \eta_H$	experim. Wirkungsgrad η	imponderable Verluste $\eta_x = \eta / \eta_0$
G parabol.	Float glass 3,5 mm stark	0,89	Ag rückseitig	verkupfert u. lackiert rückseitig	0,95	280-510	760-1250	12	0,96	0,78	$0,64 \pm 0,05$	0,82
P1 parabol.	Acrylglas 6 mm stark (PMMA)	0,79	Ag rückseitig	Lack- schicht rück- seitig	0,95	400-580	970-1320	12	0,96	0,69	$0,58 \pm 0,05$	0,84
P2 parabol.	Acrylglas 8 mm stark (PMMA)	0,73	Al rückseitig	Lack- schicht rück- seitig	0,89	134-640	510-1200	14	0,94	0,58	$0,49 \pm 0,04$	0,84
P3 parabol.	Acrylglas 10 mm stark (PMMA)	--	Al vordersei- tig	SiO ₂ - Schicht vorder- seitig	0,87	120-590	515-1100	12	0,96	0,80	$0,60 \pm 0,05$	0,75
S sphärisch	Floatglass 3 mm stark	0,91	Ag rückseitig	verkupfert u. lackiert rückseitig	0,95	170-300	440-580	(12)	0,96	0,80	$0,28 \pm 0,02$	0,35

4.5 Direkte Messung der solaren Strahlungsintensitätsverteilung in der fokalen Ebene des Konzentrators und Diskussion der Ergebnisse

Die Messung von hohen Strahlungsleistungsdichten im Bereich von $100 - 400 \text{ W/cm}^2$, das entspricht Konzentrationen von $C = 1000 - 4000$, wie sie in der Brennebene von Parabolspiegeln vorkommen, kann mit eigens hierfür konstruierten thermoelektrischen Spezialempfängern durchgeführt werden. Die üblichen photomeßtechnischen Verfahren versagen meist wegen der zu hohen Lichtintensität.

Für die Messung der relativen Strahlungsintensität in der fokalen Ebene als Funktion der Entfernung vom Zentrum ist ein spezielles Folienradiometer gebaut und erprobt worden. Zur Erreichung einer genügend hohen Orts- und Zeitauflösung müssen die Abmessungen des strahlungsempfindlichen Elementes klein gegen die Ausdehnung des Brennfleckes sein. Solche Folienradiometer sind in /56/ beschrieben und arbeiten nach dem Prinzip eines Thermoelementes, das eine Thermospannung erzeugt, die gerade für ein Cu-Konstantan-Element eine lineare Funktion der einfallenden Strahlungsintensität ist.

Den Aufbau des Instrumentes zeigt Abb. 36. Die zu messende Strahlung trifft durch die kleine Öffnung (Apertur) einer wassergekühlten polierten Abschirmung (2) auf die geschwärzte Oberfläche einer dünnen kreisförmigen Konstantanfolie (3), die am Rande mit einem massiven Kupferblock (4) hartverlötet ist. Die von der Folie absorbierte Energie fließt radial zum Cu-Block ab, der wegen seiner hohen Wärmekapazität und thermischen Leitfähigkeit als Wärmereservoir mit konstanter Temperatur fungiert. Die Temperatur im Zentrum der Folie steigt dadurch über diejenige am Rande an. Diese Temperaturdifferenz steht in Beziehung zur einfallenden Strahlung, die auf die Folie trifft, und kann über einen feinen Kupferdraht (5), der im Zentrum der Folie angebracht ist, gemessen werden. Damit wird ein Thermoelement gebildet, bestehend aus dem Kupferdraht, der Konstantanfolie und dem Kupferblock, das unmittelbar die Temperaturdifferenz entlang des Radius der Folie mißt.

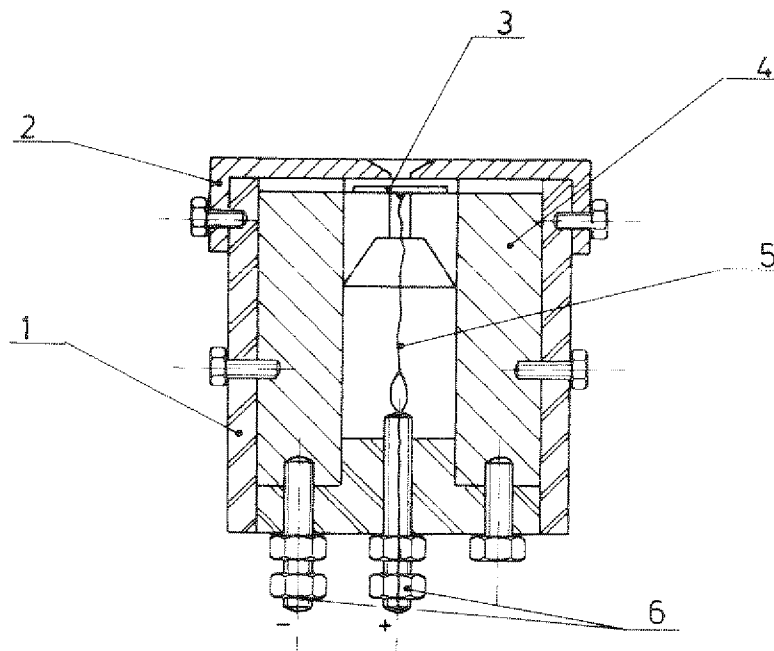


Abb. 36: Prinzipieller Aufbau des Folienradiometers

Gesamtdurchmesser: ca. 4 cm;

1 = Teflonmantel

2 = wassergekühlter polierter Aperturschild

3 = 5μ Konstantanfolie, 2,5 mm $\varnothing$

4 = Cu-Block

5 = 0,1 mm Cu-Draht

6 = elektrische Anschlüsse für mV-Meter

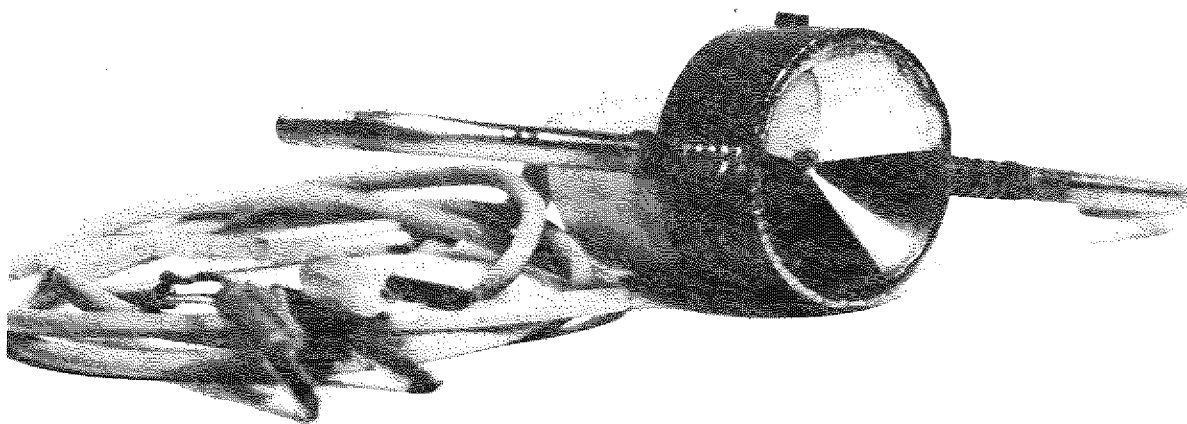


Abb. 37: Ansicht des fertigen Folienradiometers

In der Mitte des polierten Aperturschildes die Eintrittsöffnung ($\varnothing$ 1 - 1,5 mm) für die Strahlung. Seitlich sind die Rohranschlüsse für die Kühlung und links das abgeschirmte Meßkabel zu erkennen.

Wird der feine Kupferdraht (5) an der Folie verlötet, wie in /56/ vorgeschlagen, ist die meßbare Strahlungsintensität durch den Schmelzpunkt des Lotes begrenzt. Wir befestigten den Kupferdraht durch sorgfältiges Punktverschweißen im Zentrum der Folie. Damit ist die Strahlungsintensitätsgrenze nur noch durch das Kupfer-Konstantan-Element selbst gegeben, wodurch höhere Temperaturen im Zentrum der Folie möglich sind.

Der Meßbereich kann auch noch auf Strahlungsintensitäten über 400 W/cm^2 ausgedehnt werden durch Verwendung von Materialien höherer thermischer Beständigkeit wie Nickel-Chrom-Nickel- oder Platin-Rhodium-Elemente. Allerdings betragen bei höheren Temperaturen die Rückstrahlungsverluste mehr als einige Prozent der einfallenden Strahlung, so daß wahrscheinlich im Bereich hoher Intensitäten die einfache Spannungs-Intensitätsrelation nicht mehr gilt und eine spezielle Eichung des Instruments erforderlich ist.

In unserem Experiment wurde das Kupfer-Konstantan-Folienradiometer zur Relativmessung der Strahlungsintensität benutzt. Die Abmessungen der Einzelteile des Instrumentes sind in Abb. 36 angegeben. Die Zeitkonstante beträgt nach dem Diagramm in /56/ etwa $1/10 \text{ sec}$, und die vom Instrument abgegebene Meßspannung liegt im mV-Bereich.

Die Abb. 37 zeigt das fertige Gerät. Zur Messung der Intensitätsverteilung wurde es an einen Y-T-Schreiber angeschlossen und in einer Halterung in der Brennebene des Konzentrators montiert. Mit Hilfe einer präzisen Mechanik, bestehend aus einer Spindel und einem kleinen Elektromotor, konnte die gesamte fokale Ebene in Zeilen mit $1,8 \text{ mm}$ Abstand abgetastet werden. Hierbei ergab sich eine gute Reproduzierbarkeit der meist Gauß'schen Glockenkurven ähnlichen, teilweise mit Nebenmaxima und breiten Plateaus versehenen Signale aus der Brennebene bezüglich des Ortes und der Signalform. Abb. 38 zeigt die Reproduzierbarkeit des Ortes eines Intensitätsmaximums (Peaks) in einer bestimmten Zeile der Brennebene bei Drehung des Spiegels um die siderische Achse. Hierbei muß die Verlagerung h des Intensitätsmaximums (und damit

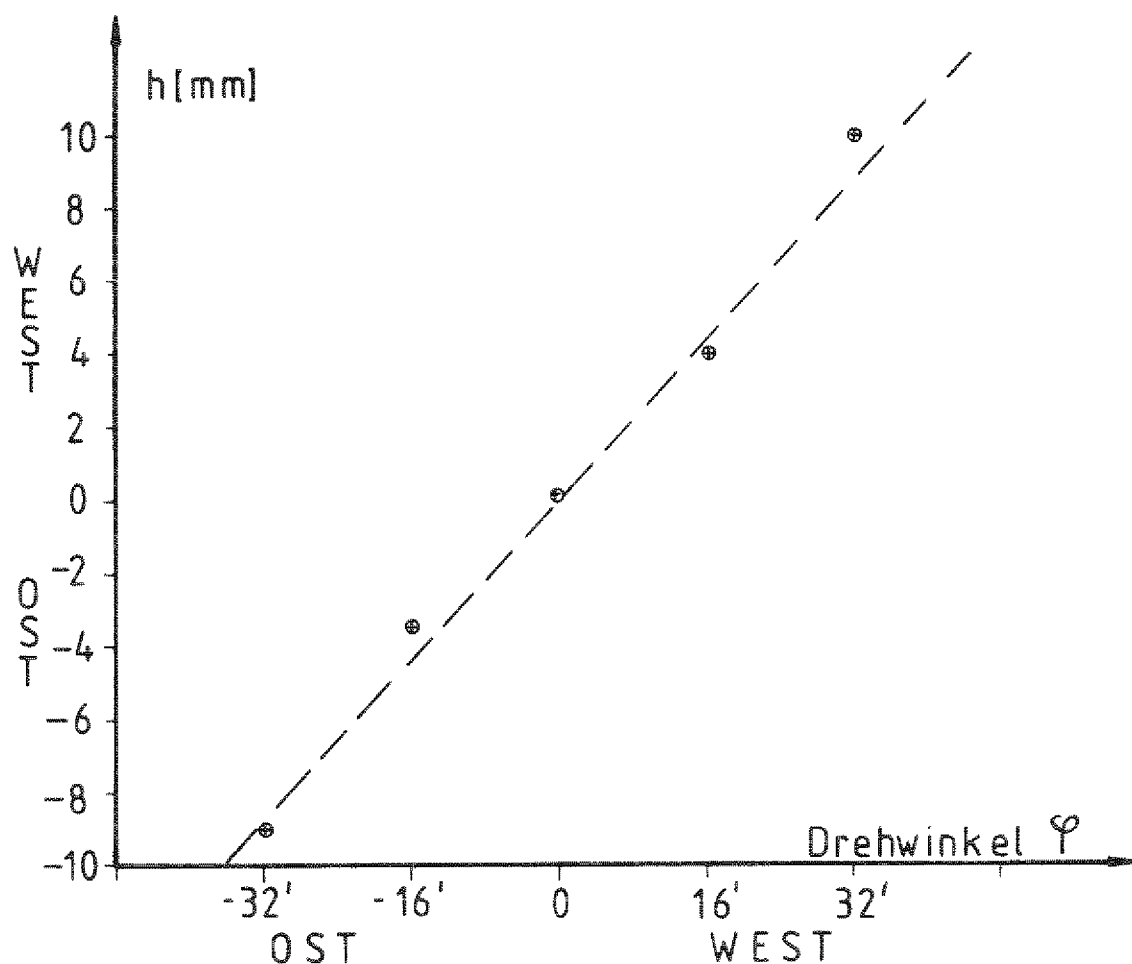


Abb. 38: Radiometertest bzgl. der örtlichen Reproduzierbarkeit der Meßsignale: Verlagerung h eines Intensitätsmaximums bei azimuthaler Drehung φ des Spiegels.

(Spiegel S , $f = 960$ mm)

⊗ ⊗ ⊗ : gemessene Orte der Peaks,

----- : theoretische Kurve nach Gleichung (99)

der ganzen Kurve) bei einer azimuthalen Drehung φ der einfachen Beziehung (Strahlengeometrie) folgen

$$h = f \cdot \tan \varphi, \quad f = \text{Brennweite} \quad (99)$$

Wie Abb. 38 zeigt, ist die Verlagerung des Peaks bei Drehung des Spiegels nach Größe und Richtung mit Gleichung (99) in guter Übereinstimmung.

Die Abbildungen 39 bis 43 zeigen die relative solare Intensitätsverteilung in der fokalen Ebene der Konzentratoren G, P1, P2, P3 und S. Die Ergebnisse wurden durch zeilenweises Abtasten der Brennebene mit dem Folienradiometer und anschließendes Auswerten in einem Computerprogramm gewonnen. Die Abbildungen 39a bis 43a geben das dazugehörige Höhenlinienbild, also die Linien konstanten solaren Strahlungsflusses, wieder. Die Meßwerte sind auf die simultan mit dem Pyrheliometer aufgezeichneten solaren Einstrahlungswerte normiert, so daß die Diagramme der einzelnen Konzentratoren untereinander vergleichbar sind. Für die Intensitätsverteilungen beträgt der Abstand auf der x-Achse 1,8 mm (= Zeilenabstand beim Durchfahren der fokalen Ebene) auf der y-Achse ist der Abstand 1 mm, die z-Achse weist senkrecht dazu nach oben und gibt die Relativwerte der solaren Strahlungsintensität I^* an einem bestimmten Ort wieder ($z = I^*(x,y)$). Die Einteilung auf den Höhenliniendiagrammen ist die gleiche. Die Höhenlinien verbinden die Orte (x,y) in der fokalen Ebene, die die gleiche solare Strahlungsintensität aufweisen. Die Lage des Maximums und der zugehörige Intensitätswert sind angegeben und darunter eine Liste, die es ermöglicht, einer bestimmten Höhenlinie ihren Intensitätsrelativwert zuzuordnen. Das geschieht am einfachsten durch Abzählen der Linien vom Maximum aus, das in den Diagrammen als Punkt oder Strich gekennzeichnet ist. Die starken Linien erleichtern hierbei die Orientierung.

Intensitätsverteilung (Abb. 39) und Höhenlinienbild (Abb. 39a) zeigen für den Konzentrator G ein Hauptmaximum und ein benachbartes Nebenmaximum, das etwa 4 mm von jenem entfernt ist und etwa 69% des Intensitätsmaximums aufweist. Die Höhenlinien verlaufen außerdem verhältnismäßig gleichmäßig und nahezu kreisförmig, was auf nur geringe Abweichung des Glasspiegels G von der Rotationssymmetrie hinweist. Das Nebenmaximum kann seine Ursache in einer zusätzlichen Reflexion an der Vorderfläche des rückseitig verspiegelten Paraboloiden haben. Die räumliche Ausdehnung derjenigen Höhenlinie, bei der die Intensität auf die Hälfte abgesunken ist, die also die Halbwertsbreite repräsentiert, muß als geringer veranschlagt werden, als die 11 mm, die im Vergleich mit Abb. 16 einen Oberflächenfehler

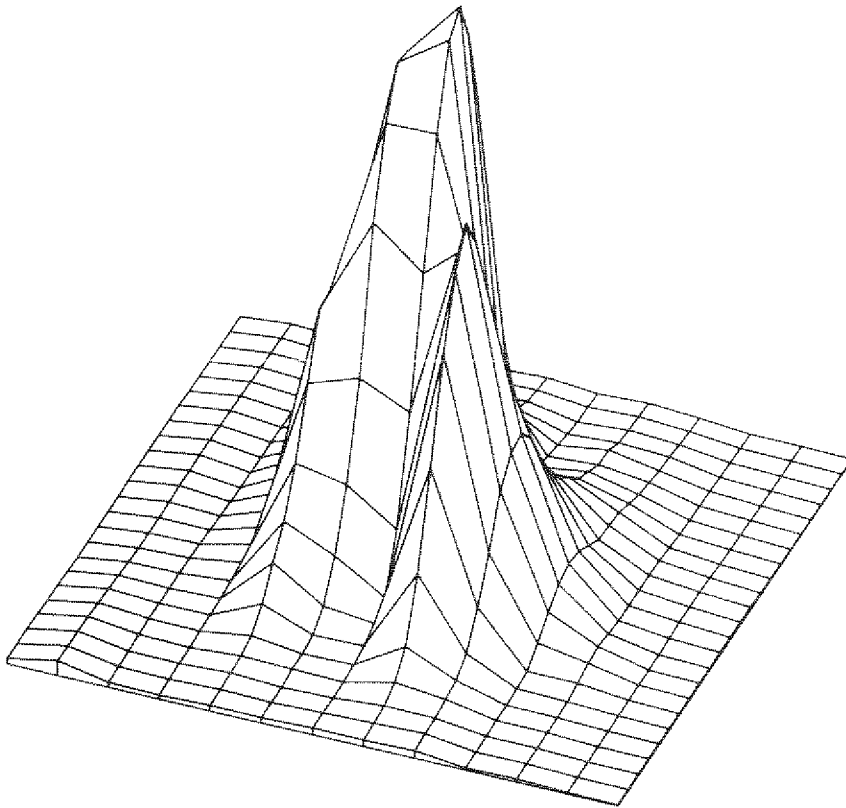


Abb. 39: Fokale Intensitätsverteilung des Konzentrators G
Maßstab: 1 Kästchen = 1,8 mm x 1 mm

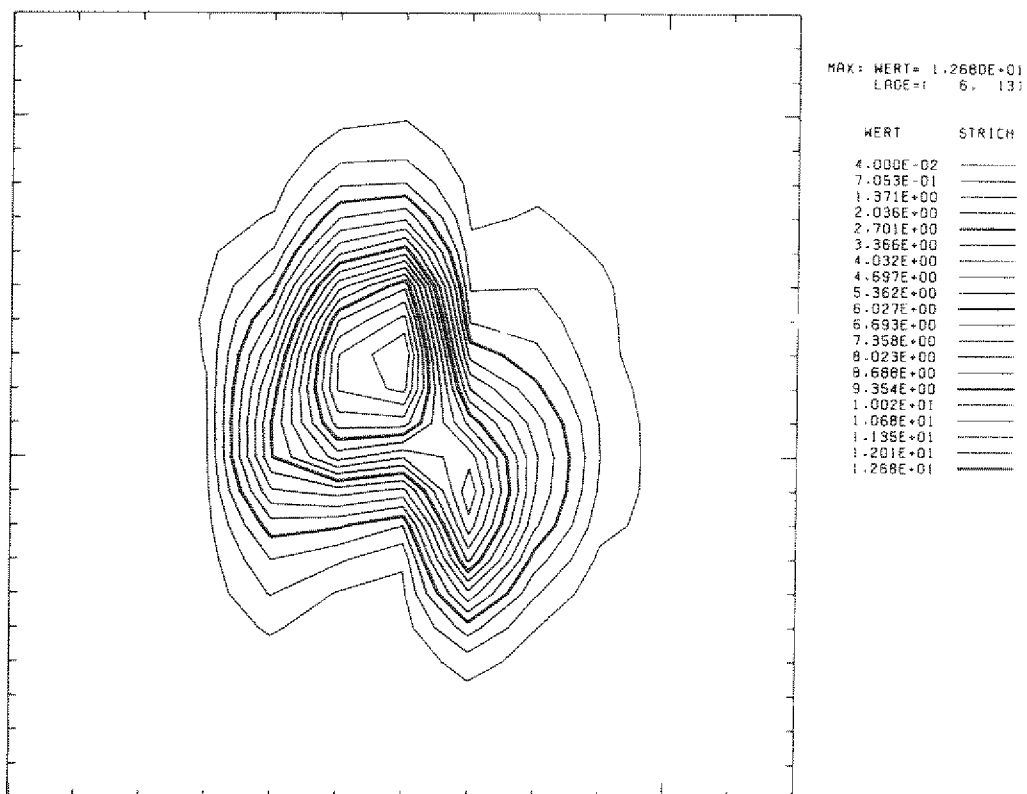


Abb. 39a: Linien konstanten solaren Strahlungsflusses des
Konzentrators G
Maßstab: x-Richtung: 1,8 mm/Strich; y-Richtung: 1 mm/Strich

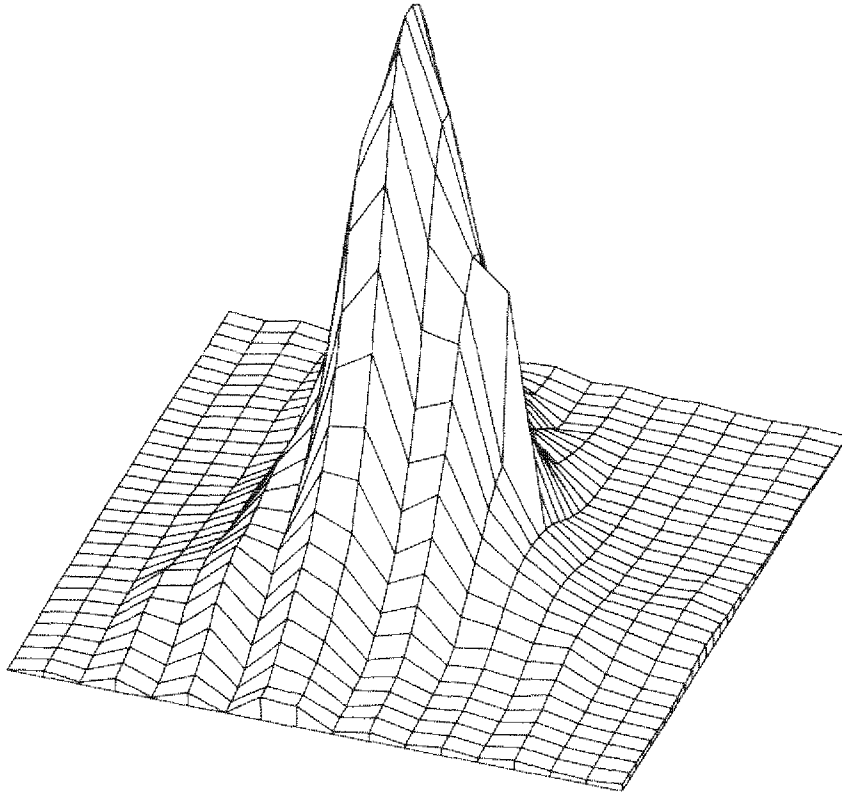


Abb. 40: Fokale Intensitätsverteilung des Konzentrators P1

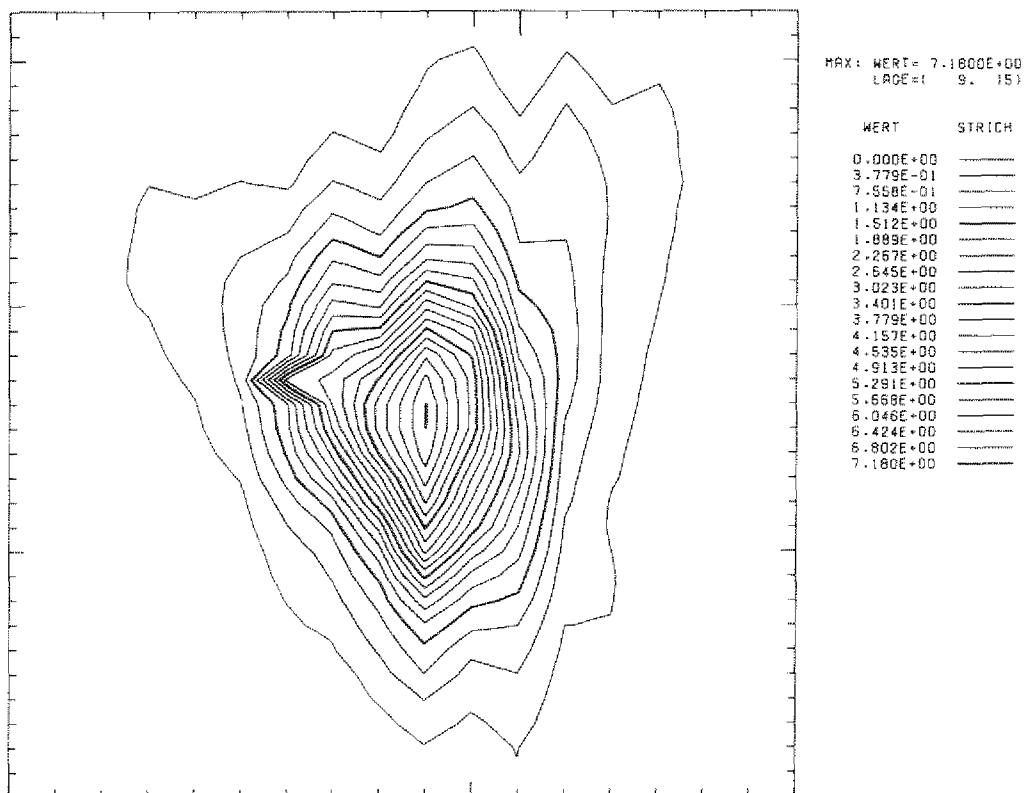


Abb. 40a: Linien konstanten solaren Strahlungsflusses des Konzentrators P1

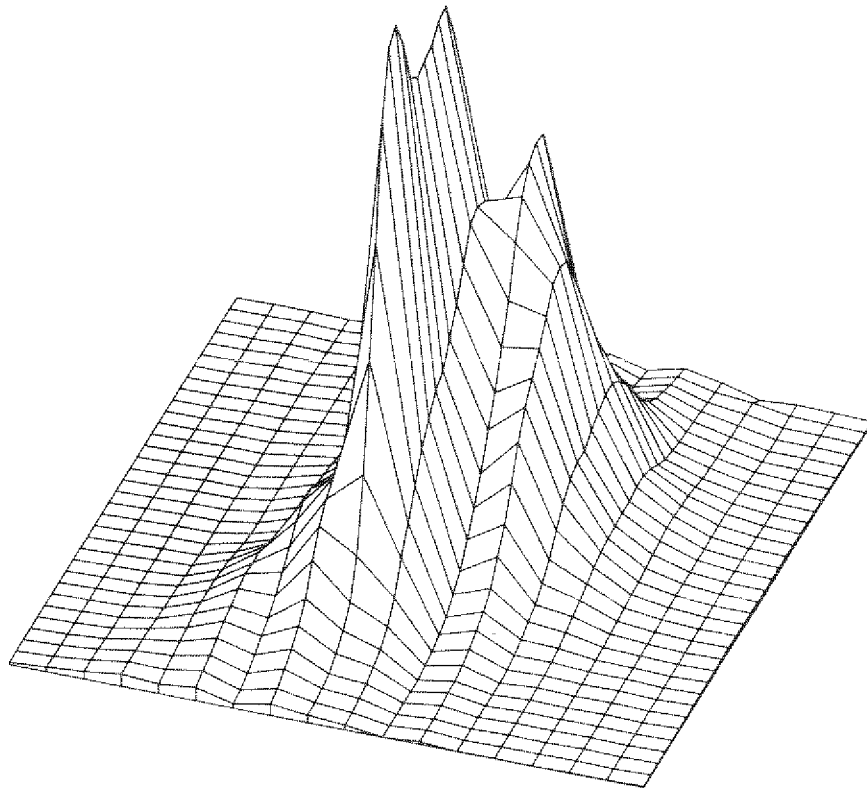


Abb. 41: Fokale Intensitätsverteilung des Konzentrators P2

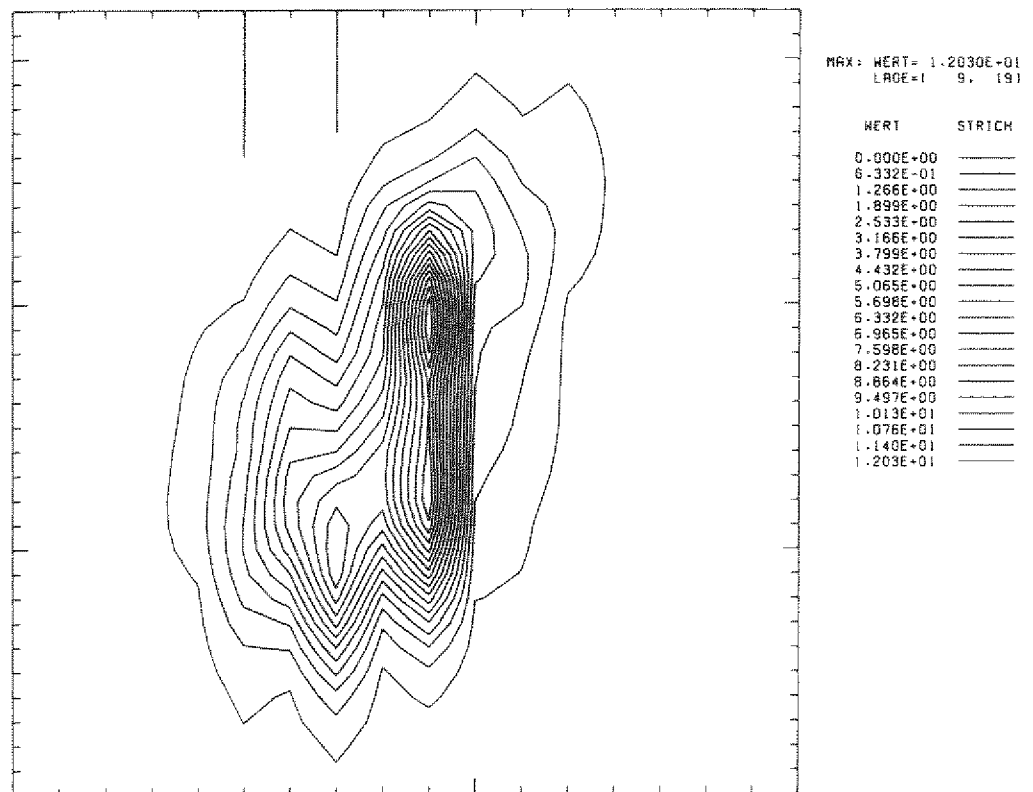


Abb. 41a: Linien konstanten solaren Strahlungsflusses des Konzentrators P2

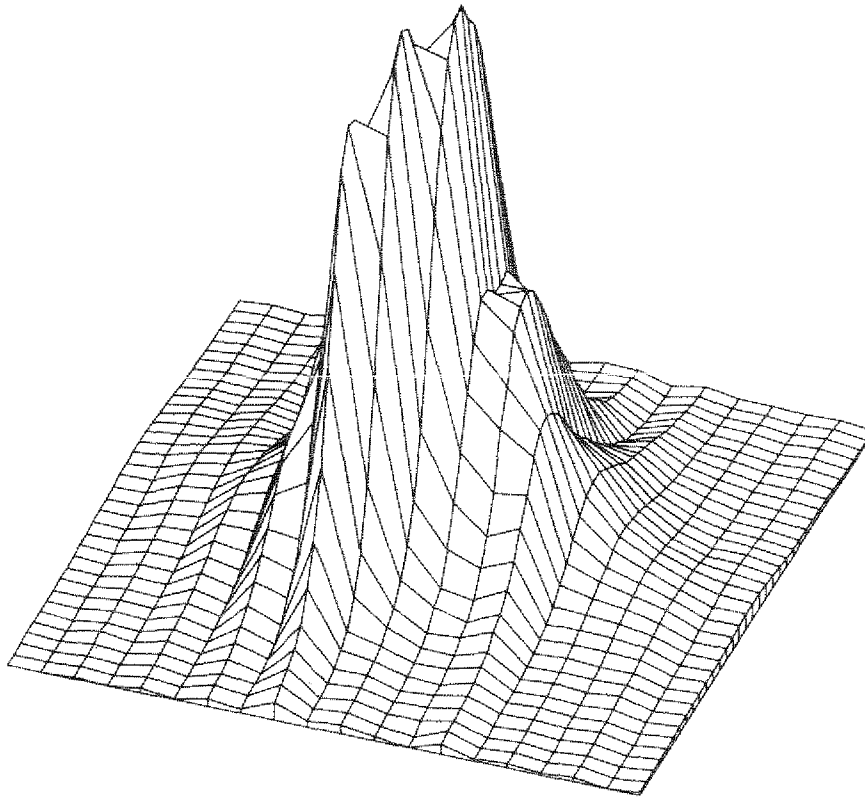


Abb. 42: Fokale Intensitätsverteilung des Konzentrators P3

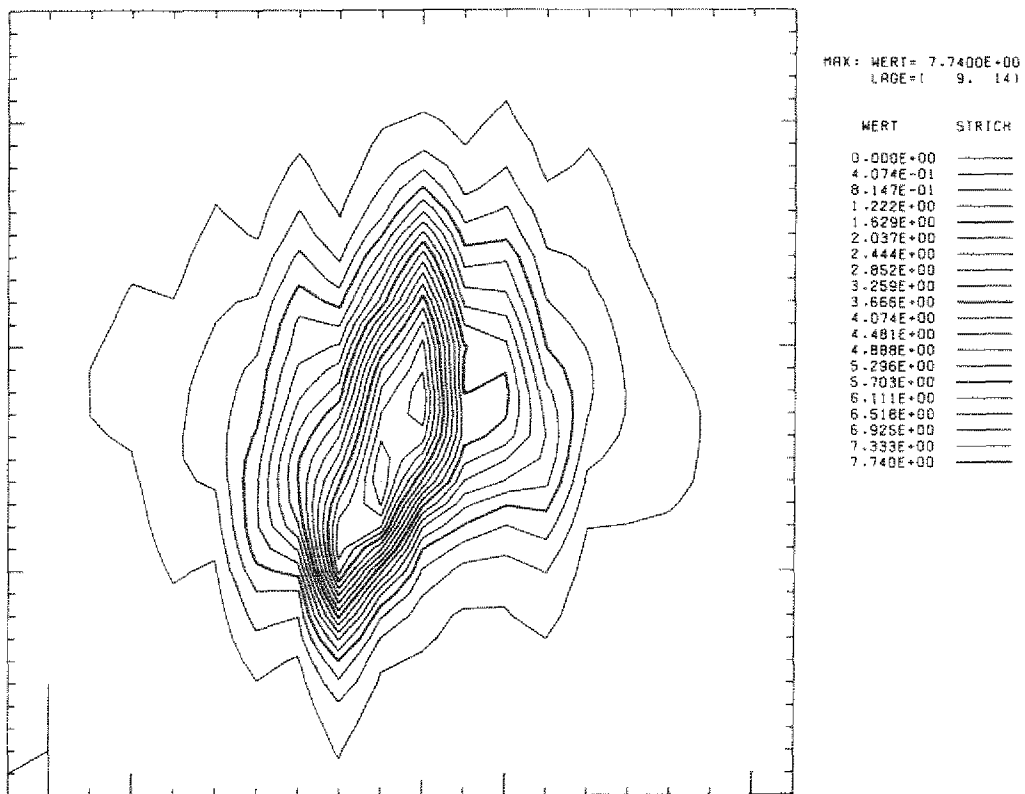


Abb. 42a: Linien konstanten solaren Strahlungsflusses des Konzentrators P3

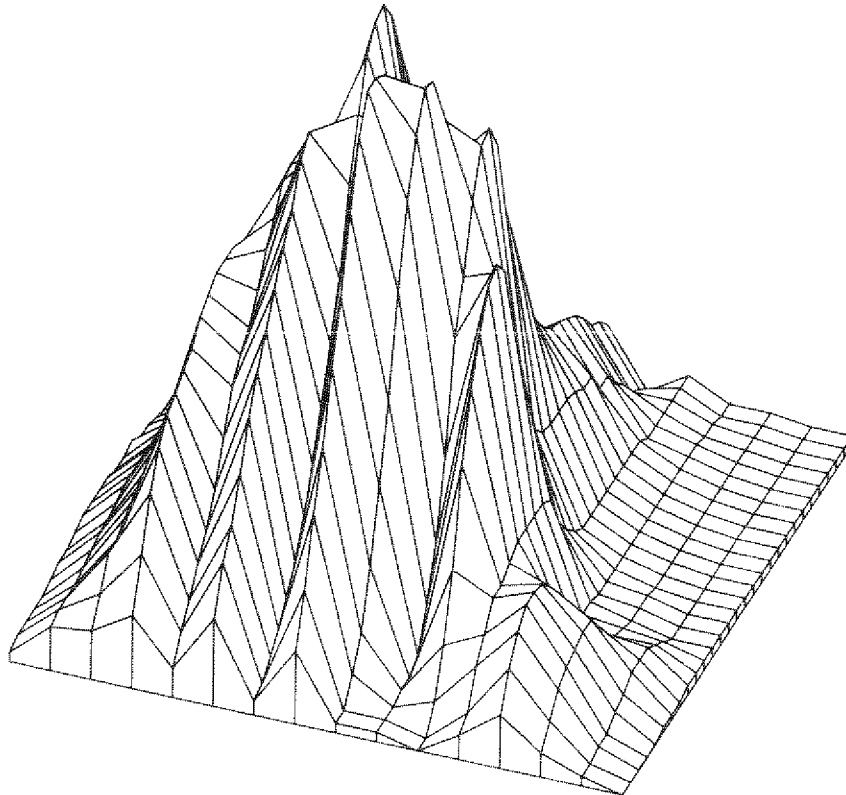


Abb. 43: Fokale Intensitätsverteilung des sphärischen Spiegels S

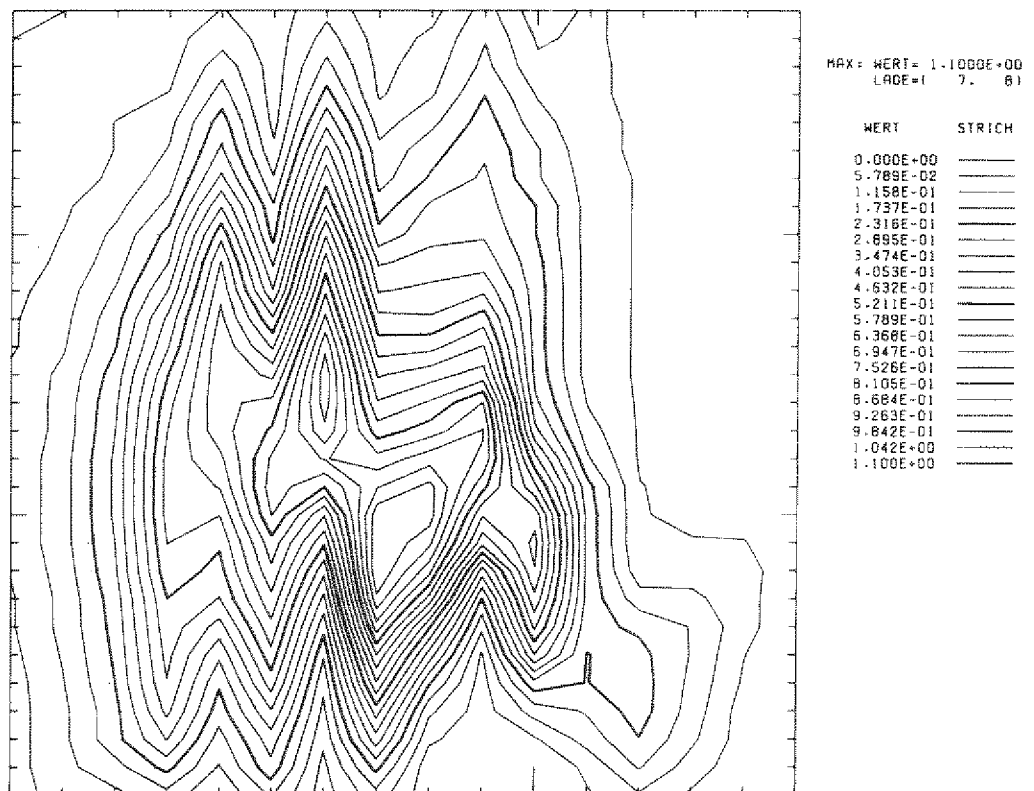


Abb. 43a: Linien konstanten solaren Strahlungsflusses des Konzentrators S

von $\sigma_{\psi} = 15'$ bedeuten würden. Es darf deshalb angenommen werden, daß der Oberflächenfehler des Konzentrators G kleiner als die geforderten $15'$ ist und zwischen $7,5' < \sigma_{\psi} < 15'$ liegt. Bei einer Absorberapertur von 12 mm Durchmesser wird somit der größte Teil der Energie in der Brennebene aufgenommen, was u.a. den höchsten Wirkungsgrad von 64% in der Versuchsreihe erklärt. Der Konzentrator G weist also die besten optischen Eigenschaften von allen getesteten Konzentratoren auf.

Die Intensitätsverteilung und das Höhenlinienbild des Konzentrators P1 (Abb. 40, 40a) zeigen ebenfalls einen relativ homogenen Verlauf. Die Höhenlinien haben eine kreisähnliche bis leicht elliptische Form mit Ausnahme des fernen Randgebietes. Das deutet auf eine gute Rotationssymmetrie des Plexiglasparaboloiden hin, jedoch ist die gesamte Energieverteilung breiter als beim Konzentrator G. Eine Abschätzung der Halbwertsbreite mit Hilfe der entsprechenden Höhenlinie ($I/2$ bei ca. 12 mm) führt im Vergleich mit den theoretischen Verteilungen in Abb. 16 zu einem ungefähren Oberflächenfehler von $\sigma_{\psi} = 15'$. Die relativ guten Wirkungsgrade von 58% bei einer Absorberapertur von $d_a = 12$ mm sind hiermit in Übereinstimmung. Energieverluste des Konzentrators P1 gehen hauptsächlich auf Absorption im Material zurück. Die optischen Eigenschaften des rückseitig verspiegelten Plexiglasparaboloiden sind demnach als ausreichend anzusehen.

Der Konzentrator P2 weist in Abb. 41 neben einem Hauptmaximum in der Intensitätsverteilung ein größeres und ein kleineres Nebenmaximum auf. Nach Abb. 41a beträgt die relative Höhe des größeren Nebenmaximums ca. 84% des Hauptmaximums, der Abstand von diesem 7 mm, während das kleinere Nebenmaximum einen Wert von ca. 58% und einen Abstand von 10 mm vom Hauptmaximum hat. Die Höhenlinien haben für die größeren Intensitäten des inneren Bereiches einen stark elliptischen Verlauf, was auf Abweichungen des Spiegelkörpers von der Rotationssymmetrie hinweist. Die Oberflächenfehler des Spiegels sind nicht hinreichend gleich verteilt, was ebenso wie die drei Maxima in der Intensität durch die Reflexion an der hinteren verspiegelten Fläche,

die wegen der größeren Materialstärke von 8 mm Plexiglas nicht mehr parallel genug zur Vorderfläche verlaufen dürfte, zustande kommen kann. Rückfläche und Vorderfläche des Paraboloidkörpers können dann verschiedene Brennpunkte bilden. Die optische Qualität des Konzentrators P2 ist deshalb weniger zufriedenstellend, man sollte bei rückseitiger Verspiegelung nicht über die Materialstärke von etwa 6 mm des Konzentrators P1 hinausgehen. Dem Gewinn an mechanischer Stabilität des Spiegelkörpers steht bei gleichem einfachen Herstellungsverfahren ein Verlust an optischer Qualität gegenüber.

Abb. 42 und Abb. 42a zeigen die Intensitätsverteilung und das Höhenlinienbild für den Konzentrator P3. Abb. 42a weist hierfür ein Hauptmaximum und ein eng benachbartes Nebenmaximum in der Intensitätsverteilung aus. Der Wert des Nebenmaximums beträgt ca. 94% des Hauptmaximums und hat von diesem einen Abstand von ca. 4 mm. Der Verlauf der Höhenlinien ist im Zentrum nahezu elliptisch und nimmt nach außen eine kreisähnliche Form an. Da die Höhenlinie, die etwa die halbe Intensität repräsentiert, mit 16 mm Länge und 7 mm Breite eine ausgedehntere Form hat, ist es zu erklären, daß der höchste Wirkungsgrad des Konzentrators P3 bei einer Absorberapertur von 14 mm auftritt (vgl. Tab. VII). Abweichungen von der Rotationssymmetrie und/oder ungleichmäßige Verteilung der Oberflächenfehler sind auch bei diesem Konzentration vorhanden, die auf Nichteinhaltung der exakten Kontur bei der thermischen Verformung des mit 10 mm recht starken Paraboloidkörpers zurückgehen können. Wegen der Benutzung der Vorderfläche als Reflexionsfläche treten jedoch geringere Verzerrungen in der Intensitätsverteilung auf als beim Konzentration P2, so daß die optische Qualität der Oberflächenkontur als befriedigend anzusehen ist und die Intensitätsverbreiterung zum großen Teil auf die optische Beschichtung mit Aluminium und SiO_2 als Schutzschicht zurückgeht, von der eine schon besprochene Streuung des Lichtes, also Verminderung der gerichteten Reflexion, ausgeht. Diese Nachteile können größtenteils durch eine größere Apertur am Absorber von 14 mm ausgeglichen werden und verleihen dem Konzentration P3 im gewünschten Temperaturbereich noch einen befriedigenden Wirkungsgrad von 60%.

Im Vergleich mit den Paraboloiden ist die fokale Intensitätsverteilung des sphärischen Spiegels S in Abb. 43 flacher und wesentlich breiter. Auch das Höhenlinienbild (Abb. 43a) zeigt, daß die Strahlungsintensität nahezu über das gesamte Bild verteilt ist und keine eng genug begrenzte fokale Zone mit hoher Energiedichte besteht, die eine höhere Konzentration repräsentiert, da beim sphärischen Spiegel die reflektierten Strahlen sich nicht in einem Punkt oder eng begrenzten Gebiet vereinigen. Hieraus erklären sich die niedrigen Temperaturen und der geringe Wirkungsgrad von 28% bei den Versuchsmessungen (vgl. Tab. VI und VII).

Als Ergebnis der Messungen sieht man, daß die Paraboloid G (Abb. 39 und 39a) und P1 (Abb. 40 und 40a) die beste Oberflächenqualität aufweisen. Die Intensitätsverteilungen lassen sich am ehesten mit einem Gauß-Profil vergleichen, das bei einer statistischen Verteilung der Fehler auf der Oberfläche nach Gleichung (63) theoretisch angenähert werden sollte. Der Glasparaboloid G weist die beste optische Qualität aus der Versuchsreihe auf mit Oberflächenfehlern von $\sigma_\psi < 15'$, guter Rotationssymmetrie und erwartungsgemäß höchstem Wirkungsgrad von ca. 64%. Die Plexiglasparaboloid weisen breitere Intensitätsverteilungen auf und größere Abweichungen von der Rotationssymmetrie, was sich in Verzerrungen des Höhenlinienbildes zeigt. Die Intensitätsprofile (Abb. 42), die aus einem scharfen Peak und einem breiteren Untergrund bestehen, lassen sich evtl. beschreiben durch die Summe zweier Gauß-Profile /57/ der Form

$$f(\psi) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\psi^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\psi^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (100)$$

ψ = Winkelfehler der Oberfläche

σ_1, σ_2 = Standardabweichungen der Verteilung

Hierbei charakterisiert die eine Verteilung die relativ flachen und glatten Regionen des Spiegels, während die andere die Streuung von Unebenheiten, Schrammen, Vertiefungen, Schmutzpartikeln (in der Schutzschicht), die zu dem breiteren Intensitätsuntergrund führen, beschreibt. Genauere Aussagen über die

optimale Absorberapertur lassen sich durch Integration der Intensitätsverteilungen über den Radius machen. Die Position und Größe der Absorberöffnung sind dann so zu wählen, daß der größte Teil der Strahlungsenergie in den Hohlraumabsorber fällt.

Messungen dieser Art stellen eine Hilfe für die Beurteilung der Spiegelqualität und für die Anpassung des Absorbers an den jeweiligen Konzentrator dar.

Das beschriebene Meßverfahren ist eine nach unseren Kenntnissen erstmals eingesetzte Methode zur Qualitätscharakterisierung von Spiegeln und bietet eine einfache Alternative zu der experimentell aufwendigen Spiegelvermessung mit Lasern /57/.

5. FORTFÜHRUNG DES KONZEPTS

Bei unserem Hochtemperatur-Konzentrator-Absorbersystem diene das als Hohlraumabsorber ausgelegte Kalorimeter in den verschiedenen Versuchsreihen der Bestimmung der erreichbaren Hohlraumbetriebstemperatur und des Wirkungsgrades. Das "Arbeitsmedium" Wasser transportierte dabei die Energie nach Durchtritt durch einen hohen Wärmewiderstand im Absorber bei Temperaturen bis ca. 50°C nur zu Meßzwecken nach außen.

Nachdem hiermit gezeigt ist, daß die für den SO_3 -Modellprozeß oder ähnliche Gasreaktionen notwendigen Arbeitstemperaturen von 800°C - 1000°C bei guten Wirkungsgraden mit diesem Konzentrator-Absorbersystem, das diesbezüglich noch nicht optimiert ist, zur Verfügung stehen, besteht der nächste Schritt im Bau eines geeigneten Hohlraumabsorbers, der hohe Temperaturen des Arbeitsmediums erlaubt. Als Arbeitsmedien kommen Gase in Frage, am einfachsten Luft, aus Gründen des besseren Korrosionsschutzes eher Stickstoff, oder wegen der günstigeren Wärmeübertragungseigenschaften das Helium. Ein solcher gasgekühlter Hohlraumabsorber kann bei Gasaustrittstemperaturen von 800°C - 1000°C oder mehr betrieben und die notwendigen Versuchsbedingungen hierzu studiert werden. Die Aufheizung des Gases geschieht im Prinzip durch Vorbeileiten an der durch die konzentrierte solare Strahlungsenergie erhitzte Hohlrauminnenwand, wobei dem Konzentrator-Absorbersystem die eingestrahlte Energie auf dem gewünschten Temperaturniveau von 800°C - 1000°C entzogen wird. Dabei ist der Temperaturgradient in der Hohlrauminnenwand und damit deren Wärmewiderstand R_W sehr viel geringer als im Falle des Arbeitsmediums Wasser bei dem Kalorimeter. Die Zeitkonstante des Absorbersystems ist damit auch sehr viel kürzer, und es wird sich unter Versuchsbedingungen zeigen lassen, inwieweit die Gastemperatur (durch Regelung des Gas-Durchflusses) bei schwankendem Solarenergieangebot auf hohem Niveau konstant gehalten werden und somit möglichst gleichmäßige Betriebsbedingungen für das System geschaffen werden können.

Ein nächster Schritt ist dann die Substitution des Inertgases durch die zu spaltenden chemischen Verbindungen, in unserem Modellprozeß das SO_3 -Gas. Der Aufbau des dazugehörigen Absorbers kann nach den Prinzipien des Inertgasabsorbers unter Berücksichtigung der besonderen Korrosionsprobleme bei SO_3 -Gas geschehen. Keramische Materialien, wie SiC, in die der notwendige Katalysator für die Spaltungsreaktion eingebracht werden kann, können für die Hohlraumabsorberwandungen als geeignet angesehen werden. Das Absorbersystem kann dann in bezug auf Arbeitstemperatur und Dissoziationsgrad des SO_3 mit der bestehenden Anlage studiert und optimiert werden.

In einem folgenden Schritt kann die Rückgewinnung der in den thermisch gespaltenen Komponenten SO_2 und O_2 enthaltenen Reaktionsenthalpie in einer noch zu entwickelnden Reformierungskammer erprobt werden. Hierzu können sich Studien an dem geschlossenen SO_3/SO_2 -Kreislauf anschließen, aus dem dann auch unter Versuchsbedingungen zur Langzeitspeicherung ein Teil des solar-thermisch erzeugten SO_2 abgenommen werden kann, wie das im Schema der Abbildungen 2 und 3 skizziert ist.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung und experimentellen Erprobung eines geeigneten Konzentrador-Absorber-Systems für die Erzeugung von Temperaturen von 800° - 1000° C aus Solarstrahlung sowie mit dem Endziel der Anwendung auf die Speicherung solarer Energie in thermochemischen Prozessen.

Die Speicherung von Sonnenenergie kann unter bestimmten Bedingungen über nahezu beliebig lange Zeiträume in Form von Reaktionswärme in thermochemischen Prozessen geschehen. In einem ersten Reaktionsschritt wird hierbei meist eine chemische Verbindung in einem endothermen Vorgang mit Hilfe von Solarenergie in ihre Komponenten gespalten, die dann gespeichert oder an einem gewünschten Ort wieder unter Rückgewinnung der solarthermischen Energie vereinigt werden können. Die Temperaturen für die endotherme Spaltungsreaktion liegen etwa zwischen 800° - 1000° C, wenn für die exotherme Rückreaktion Temperaturen um 500° C erreicht werden sollen. Die Kriterien für die Auswahl geeigneter thermochemischer Prozesse werden dargestellt und einige Reaktionsbeispiele vorgestellt.

Dabei wird auch die Möglichkeit der Wasserstoffproduktion auf thermochemischem Wege diskutiert. Anhand des SO_3/SO_2 -Modellprozesses wird der Ablauf der Reaktion mit den damit verbundenen Materialproblemen bei hohen Temperaturen und aggressiven Medien angesprochen und das Prinzip eines Solar-Kleinkraftwerkes mit Energielangzeitspeicherung aufgezeigt.

Neben der Auswahl eines geeigneten chemischen Speicherprozesses besteht ein Problem darin, ein hochkonzentrierendes Kollektor-Absorbersystem zu entwickeln. Anhand der Optik und Thermodynamik des Gesamtsystems Sonne-Kollektor-Absorber wird das physikalische Konzept zur Erreichung des Hochtemperaturniveaus mit solarer Strahlungsenergie dargestellt. Für einen theoretischen thermischen Wirkungsgrad von ca. 80% sind Werte für die Strahlungskonzentration von $C \geq 1000$ erforderlich. Die Diskussion der Konzentrationsverhältnisse verschiedener Konzentradorformen zeigt, daß dieses nur mit Rotationsparaboloiden erreichbar ist,

bei denen allerdings Zugeständnisse an die Oberflächengenauigkeit gemacht werden dürfen. Insbesondere müssen die Parabolspiegel nicht geschliffen sein. Sie können in einem viel kostengünstigeren Verfahren durch thermisches Verformen von dünnem Glas oder Plexiglas - Senken oder Pressen in eine parabolische Form - mit einer ausreichenden Oberflächengenauigkeit von etwa 15 Winkelminuten gewonnen werden.

Mit Modell-Parabolspiegeln von 1 m Durchmesser, die nach gängigen industriellen Verfahren gefertigt sind, wurden erste Messungen an einer zu diesem Zweck konstruierten und errichteten Experimentieranlage durchgeführt. Die Konzentratoren bestanden aus Glas und Plexiglas verschiedener Materialstärken und waren mit reflektierenden Schichten aus Silber oder Aluminium versehen. Der Absorber war als Hohlraumabsorber ausgelegt, über dessen auf die gewünschte Temperatur aufgeheizte Wand die Energie später genutzt werden soll. Für Meßzwecke wurde diese über einen hohen Wärmewiderstand, der die Absorberinnentemperatur von rund 1000°C und mehr auf etwa 50°C abbaut, an einen Wasserkreislauf übertragen. Der angestrebte Temperaturbereich von 800°C - 1000°C konnte mühelos mit allen Paraboloiden erreicht werden, die Messungen konnten sogar bis ca. 1300°C ausgedehnt werden, wobei der thermische Wirkungsgrad bei maximal 60% und die Ausgangsleistung zwischen 300 - 350 Watt lag.

Der Parabolspiegeldurchmesser wurde für die Experimentieranlage auch aus Kostengründen auf 1 m beschränkt. Außerdem ist die Verwendung von gepreßten Metallspiegeln aus Aluminium oder Stahl denkbar. Eine Ausdehnung des Spiegeldurchmessers bis auf etwa 5 m ist bei gleichen Gütegraden für die Anlage möglich. Diese würde dann etwa 12 kW_{th} leisten (Abb. 13), womit man in den Bereich solarer Kleinkraftwerke gelangt, die als komplette Einheiten dezentral zur Versorgung von Häusern in entlegenen Dörfern mit Strom oder Wärmeenergie eingesetzt werden können. Damit ist der ungefähre Leistungsbereich einer solchen Einzelanlage beschrieben. Die Zusammenschaltung einer Vielzahl von solchen Einzelanlagen führt dann zu größeren Kraftwerken nach

dem Solar-Farm-Prinzip, die bis in den MW-Bereich ausgedehnt werden können.

In der Arbeit konnte ein Verfahren demonstriert werden, mit dem die Messung der Energieverteilung in der Brennebene der einzelnen Konzentratoren auf relativ einfache Weise durchführbar ist. Mit einem eigens hierfür konstruierten Folienradiometer, das der relativ hohen Strahlungsleistungsdichte in der Brennebene standhält, wurde die örtliche Energieverteilung bestimmt und diese als Hilfe für die Beurteilung der Spiegelqualität und für die Anpassung des Absorbers an den jeweiligen Konzentrator herangezogen.

Von den vier verwendeten Parabolspiegeln lieferte der Glasparaboloid mit einer Oberflächengenauigkeit, die besser als 15 Winkelminuten war, die besten Wirkungsgrade mit 64% bei ca. 1000°C . Auch die Plexiglasparaboloide, deren Wirkungsgrade bei maximal 50% und 60% lagen, erwiesen sich als brauchbar. Die Transmissions- und Streuverluste waren je nach Materialstärke und Schutzbeschichtung entsprechend höher.

Der nur zu Vergleichsmessungen verwendete billiger herzustellende sphärische Spiegel erbrachte erwartungsgemäß aufgrund eines erheblich geringeren Konzentrationsverhältnisses zu niedrige Arbeitstemperaturen.

Das noch nicht optimierte Konzentrator-Absorber-System weist damit bereits gute experimentelle thermodynamische Werte auf, die zur erfolgreichen Anwendung von thermochemischen Prozessen im Hochtemperaturbereich notwendig und hinreichend sind.

Diese Arbeit hat neben dem Nachweis der Erreichbarkeit hoher Temperaturen, ausreichender Konzentrationsverhältnisse und Wirkungsgrade auch den Sinn, den gesamten Problemkreis, der mit der Entwicklung geeigneter Konzentrator-Absorber-Systeme zusammenhängt, darzustellen. Dabei wird auch klar, daß es sich hierbei zwar um eine Technologie handelt, die mit einem modernen Schlagwort als "soft" anzusprechen ist, daß jedoch wegen der relativen Kompliziertheit der Anlagen bezweifelt werden

muß, ob sie die oft für Entwicklungsländer geforderten Eigenschaften besitzt, nämlich leicht zu bedienen und handhaben zu sein. Die Herstellung der Spiegel (notfalls Reparatur) sowie die Steuerungs- und Justierprobleme der Anlage erfordern eine relativ entwickelte Technologie. Bewußt wird in dieser Arbeit vorerst von einer wirtschaftlichen Analyse abgesehen. Die Wirtschaftlichkeit einer solchen Anlage muß in jedem einzelnen Anwendungsfall gesondert nachgewiesen werden.

7. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Kugeler, L., et al.: "Transport of Nuclear Heat by Means of Chemical Energy (Nuclear Long Distance Energy)", Nucl.Eng. and Design 34, 65-72 (1975)
- /2/ Fedders, H.; Harth, R.; Hoehlein, B.: "Experiments for Combining Nuclear Heat with the Methane-Steam Reforming Process". Nucl.Eng. and Design 34, 119-27 (1975)
- /3/ Kugeler, K., et al: "Steam Reformers Heatet by Helium from High Temperature Reactors", Nucl.Eng. and Design 34 129-45 (1975)
- /4/ Chubb, T.A.: "Analysis of Gas Dissoziation Solar Thermal Power System", Solar Energy 17, 129-136 (1975)
- /5/ Chubb, T.A., et al: "Application of Chemical Engineering to Large Scale Solar Energy", Solar Energy 20, 219-224 (1978)
- /6/ Carden, P.O.: "Energy Corradiation Using the Reversible Ammonia Reaction", Solar Energy 19, 365-378 (1977)
- /7/ Snyder, N.W.: Space Power Systems, Vol. 4, New York, London, Academic Press (1961)
- /8/ Rouklove, P.: "Thermionic Converter and Generator Tests", Proc. IEEE Conference, Palo Alto; Cal., Oct. 30-Nov.1, 1967, pp. 75-85
- /9/ Kelm, S.: "Reflektor-Absorbersysteme für solarthermionische Energiewandler", Rept.No.DLR-FB-74-23, DFVLR 1974
- /10/ Henne, R.: "Neuere Entwicklungen auf dem Gebiet der thermischen Energiewandlung und der möglichen Auswirkungen auf Energieversorgungssysteme im Weltraum und auf der Erde." Gemeinsame Jahrestagung der DGLR und ÖGFT, Innsbruck, Sept. 1973
- /11/ Conn, W.M.: "A Solar Furnace of 120 Inches Diameter for Studying Highly Refrectory Substances", Rev.Sci.Instr. 22 No. 12 pp. 945-951, 1951
- /12/ Conn, W.M.: "Gesichtspunkte für den Entwurf von Sonnen-Spiegelöfen für Hochtemperaturforschung und -Entwicklung" Zeitschr.f.angew.Physik, 1953, pp. 284-291
- /13/ F.Trombe, A.Le Phat Vinh: "Thousand KW Solar Furnace in Odeillo", Solar Energy 15, pp. 57-61 (1973)
- /14/ F.Trombe, u.a.: "First Results obtained with the 1000 kW Solar Furnace", Solar Energy 15,pp. 63-66 (1973)

- /15/ Wentworth, W.E.; Chen, E.: "Simple Thermal Decomposition Reactions for Storage of Solar Thermal Energy", Solar Energy 18, pp. 205-214 (1976)
- /16/ Poole, D.R.: "Chemical Energy Storage for Solar-Thermal Conversion", Rocket Research Company, interim Report No.2 RRC-77-R-558, NSF Grant AER75-22176 (April 13, 1977)
- /17/ R.Uhlemann: Interner Bericht IRE-IB-32/79, pp.93 ff
- /18/ Baranyi, A.D.: Private Mitteilung (1980), Ontario Research Foundation; Mississauga, Ontario, Canada L5K 1B3
- /19/ Prengle, H.W., Chi-Hua Sun: "Operational Chemical Storage Cycles for Utilization of Solar Energy to Produce Heat or Electric Power", Solar Energy 18, 561-567 (1976)
- /20/ Ervin, G.: "Solar Heat Storage Using Chemical Reactions", Journ.of Solid State Chemistry 22, 51-61 (1977)
- /21/ de Beni, G.; Marchetti, C.: "Hydrogen, key to the Energy Market", Eurospectra 9, (2), 46 (1970)
- /22/ Penner, S.S.; Icermann, L.: Energy Vol. II, 1975
- /23/ Abu Leiyeh, O.: Private Mitteilung (1980), KFA-Jülich, IRE, 517 Jülich
- /24/ Gintz, J.R.: "Technical and Economic Assessment of Phase Change and Thermochemical Advanced Thermal Energy Storage Systems", Boeing Engineering and Construction, Research Project 788-1 under Electric Power Research Institute (Palo Alto) contract, 4 Volumes (Dec. 1976)
- /25/ Sparrow, E.M.; Cess, R.D.: Radiation Heat Transfer, Chap. 5, Brooks Cole Publ.Co, Belmont, CA (1970)
- /26/ Rabl.A.: "Comparison of Solar Concentrators", Solar Energy 18, pp. 93-111 (1976)
- /27/ Meinel, A.B.; Meinel, M.P.: Applied Solar Energy Addison-Wesley 1977
- /28/ Driver, P.M. u.a.: "A New Chrome Black Selective Absorbing Surface", Solar Energy 19, pp. 301-306 (1977)
- /29/ Meinel, A.B.; Meinel, P.M.: "Physics Looks at Solar Energy", Physics Today, Febr. 1972, pp. 44-50
- /30/ Winston, R.: "Principles of Solar Concentrators of a Novel Design", Solar Energy 16, pp. 89-95 (1974)
- /31/ Satelliten für die deutsche Weltraumforschung, Denkschrift Band II, Nov. 1962, Universität Köln

- /32/ Duffie, J.A.; Beckman, W.A.: Sonnenenergie, Thermische Prozesse, Udo Pfriemer Verlag München (1976)
- /33/ Allen, C.W.: Astrophysical Quantities, The Athlone Press 1955
- /34/ Zarem, A.M.; Erway, D.D.: Introduction to the Utilization of Solar Energy, McGraw-Hill (1963)
- /35/ Sayigh, A.: Solar Energy Engineering, Academic Press (1977)
- /36/ Kamada, O.: "Theoretical Concentration and Attainable Temperature in Solar Furnaces", Solar Energy, 9 (1), p. 39 ff. (1965)
- /37/ Hinterberger, H.; Winston, R.: Rev.Sci.Instr. 37, 1094 (1966)
- /38/ Winston, R.: "Light Collection within the Frame work of Geometrical Optics", J.Optic.Soc.Am. 60, 245 (1970)
- /39/ Welford, W.T.; Winston R.: The Optics of Nonimaging Concentrators, Academic Press, New York (1978)
- /40/ Winston, R.; Enoch, J.M.: "Retinal Cone Receptor as an Ideal Light Collector", J. Opt.Soc.Am. 61, 1120-1121, (1971)
- /41/ Luhleisch, H.: Private Mitteilung (1979), KFA-IRW
- /42/ Carden, P.O.: Private Mitteilung (1979), Department of Engineering Physics, Austr. Nat.Univ., Canberra, Australia
- /43/ Uhlemann, R.: Interner Bericht, KFA-IRE-IB-31/79
- /44/ Kaschner, J.: Ingenieurarbeit 1979, Interner Bericht KFA-IRE-IB-18/79
- /45/ Oster, W.: Ingenieurarbeit 1980, Interner Bericht (in Vorbereitung)
- /46/ Uhlemann, R.; Cloth, P.; Hecker, R.: "The Storage of Solar Energy as Reaction Heat of Thermo-chemical Processes at High Temperature Level - An Experimental Approach to an Appropriate Solar Collector System", Izmir International Symposium II on Solar Energy Fundamentals and Applications, 6.-8.August 1979, Izmir, Turkey
- /47/ Thekaekara, M.P.: "The Solar Constant and Spectral Distribution of Solar Radiant Flux", Solar Energy 9, 1, pp. 7-20 (1965)
- /48/ Möller, F.: Einführung in die Meteorologie, Bd. 1 + 2 BI-Hochschultaschenbücher (1973)
- /49/ Schulze, R.: Strahlenklima der Erde; Wissenschaftliche Forschungsberichte, Bd. 72, Steinkopff Verlag, Darmstadt (1970)
- /50/ Linke, F.: Die Sonnenstrahlung und ihre Schwächung in der Atmosphäre, Hdb. Geophys. 8, 239-332 (1942)

- /51/ Grether, D.F., et al.: Application of Circumsolar Measurements to Concentrating Collectors; International Solar Energy Society, Atlanta, GA, June 1979
- /52/ Hunt, A. et al.: Circumsolar Radiation Data for Central Receiver Simulation, Lawrence Berkeley Lab., Univ. of Calif., Berkeley, California 94720
- /53/ Glaser, P.E.: "High Radiation-Flux, Absolute, Water-Flow-Calorimeter", Rev.Sci.Instr. 28, 12, pp. 1084-1086
- /54/ Schmidt, E.: Thermodynamik, 10.Aufl., Springer-Verlag Heidelberg
- /55/ Reed, K.A.; Allen, J.W.: Solar Thermal Collector Testing Calorimetric Ratio Technique, Proc. 1978 Annual Meeting of the ISES, Denver, Colorado
- /56/ Gordon, R.: "An Instrument for the Direct Measurement of Intense Thermal Radiation", Rev. Sci.Instr. 24, 5, pp. 366-370
- /57/ Pettit, R.B.; Butler, B.L.: Laser Ray Trace and Bi-Directional Reflectormetry Measurements of Various Solar Concentrators, Sandia Labs., Albuquerque, New Mexico, SAND-77-1466