

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Konus- und Hohlkugelkalorimeter zur
Energiesmessung an Hochleistungslasern

Cone and Sphere Calorimeters for Energy
Measurements of High Power Lasers

K. Büchl und H.-J. Pfeiffer

IPP IV/1

Januar 1970

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

January 1970 (in German)

Abstract

The properties of cone and hollow sphere calorimeters are discussed with respect to the energy measurement of high-power giant pulse lasers. Instruments of both types are described. The cone calorimeters are found to be disadvantageous for laser pulses of high energy as they are destroyed by energy concentration in the top of the cone. Moreover the time for temperature equalization along the cone is very long. The hollow sphere calorimeter which avoids these disadvantages is more suitable. As the energy distribution at the inner surface of the hollow sphere is fairly uniform, this attains not the melting point also for high energies. With this instrument good agreement between different calibration methods was found. In addition, the properties of beam splitters are discussed and a simple apparatus for determining the plane of polarization of a laser beam is described.

INHALTSVERZEICHNIS:

	Seite
<u>A. EINLEITUNG</u>	1
<u>B. STRAHLTEILER</u>	1
1. Reflexion an Teilerplatten	1
2. Interferenzen an Teilerplatten	2
<u>C. KONUSKALORIMETER</u>	6
1. Einleitung	6
2. Empfindlichkeit	7
3. Herstellung	12
4. Elektrischer Messaufbau	13
5. Temperaturverteilung im Konus	14
6. Wärmeleitung	17
7. Ergebnisse und Zusammenfassung	18
<u>D. HOHLKUGELKALORIMETER</u>	20
1. Einleitung	20
2. Empfindlichkeit	21
3. Herstellung und elektrischer Messkreis	21
4. Justierung	23
5. Temperaturverteilung in der Hohlkugel	23
6. Eichung, Vergleichmessung und Ergebnisse	24
7. Zusammenfassung	26
<u>ANHANG A</u>	
Berechnung der Energieverteilung im Konuskalorimeter	26
<u>ANHANG B</u>	
Abschätzung der Wärmeleitung im Konuskalorimeter	30
<u>ANHANG C</u>	
Berechnung der Energieverteilung im Hohlkugelkalorimeter	32
<u>ANHANG D</u>	
Messung der Polarisation mit dem Mach'schen Kegelanalysator	33
<u>LITERATURVERZEICHNIS</u>	35

A. EINLEITUNG

Die emittierte Energie gehört zu den wichtigsten Kenndaten eines Impulslasers. In einer ganzen Reihe von Arbeiten /1-18/ werden Energiemessgeräte für Laser beschrieben. Besonderes Interesse finden dabei die Messgeräte, die absolut geeicht werden können. Zu diesen gehören mehrere Kalorimetertypen und Lichtimpulsmessgeräte. Als gebräuchlichstes Gerät hat sich bisher das Konuskalorimeter durchgesetzt. Über den Aufbau eines solchen Kalorimeters und die Problematik seines Einsatzes bei Hochleistungslasern wird in Abschnitt C berichtet. Das Kugelkalorimeter, das wesentliche Nachteile des Konuskalorimeters vermeidet, wird in Abschnitt D beschrieben.

Eine Messung der Laserenergie während eines Versuches kann in den meisten Fällen nur dadurch erfolgen, dass ein bekannter Bruchteil aus dem Strahl herausgespiegelt wird. (Abb. 1) Die Probleme, die bei der Anwendung von Teilerplatten auftreten, werden in Abschnitt B diskutiert.

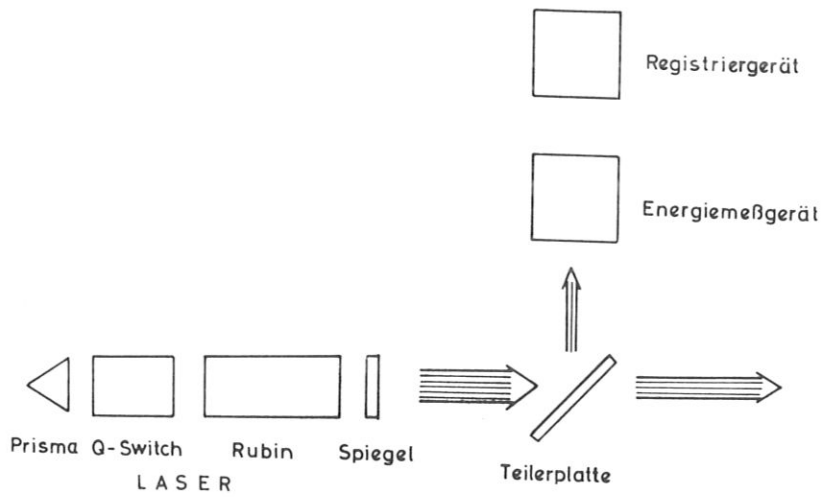


Abb. 1
Prinzip der Energiemessung

B. STRAHLTEILER

1. Reflexion an Teilerplatten

Die Teilerplatten haben die Aufgabe, einen genau bekannten Bruchteil der Energie aus dem Laserstrahl auszuspiegeln.

Bei bekanntem Berechnungsindex der Platte kann man die reflektierte Energie aus den Fresnel'schen Formeln

$$R_{\parallel} = \frac{J_{\parallel}(r)}{J_{\parallel}(i)} = \frac{t_g^2(\theta_i - \theta_t)}{t_g^2(\theta_i + \theta_t)} \tag{1}$$

$$R_{\perp} = \frac{J_{\perp}(r)}{J_{\perp}(i)} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} \tag{2}$$

θ_i = Einfallswinkel zur Normalen
 θ_t = Brechungswinkel

berechnen, wenn Polarisation und Einfallswinkel bekannt sind (Abb. 2). Durch eine Eichung mit einem Parallelstrahl von der Wellenlänge des Lasers lässt sich der ausgespiegelte Anteil ebenfalls bestimmen.

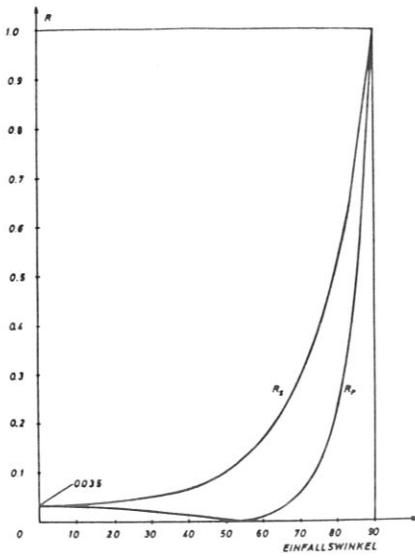


Abb. 2
Reflexionskoeffizienten
Quarz - Luft

Das Material der Teilerplatten soll sehr absorptionsarm sein, um Zerstörungen zu vermeiden. Als widerstandsfähig haben sich Platten aus Quarz, verschiedenen Glassorten (z.B. Schott BK7) und Folien aus Kunststoff (Pellicles von National Photocolor) erwiesen.

Um den zu Messzwecken herausgespiegelten Strahlungsanteil klein zu halten, hat man aufgrund der Fresnel'schen Kurven zwei Möglichkeiten. Legt man den Einfallswinkel in die Nähe des Brewsterwinkels, so kann man den reflektierten Anteil beliebig herabdrücken. Kleine Änderungen des Einfallswinkels oder der Polarisationsrichtung beeinflussen das Teilerverhältnis jedoch stark und können Anlass zu grossen Messfehlern geben. Man arbeitet daher meist bei kleinem Einfallswinkel. In diesem Gebiet ändert sich die reflektierte Intensität nur langsam mit dem Winkel und hängt fast nicht von der Polarisationsrichtung ab. Letzteres lässt sich leicht aus den Fresnel'schen Formeln abschätzen. Wenn man bei unbekannter Polarisationsrichtung den Mittelwert aus $R_{||}$ und R_{\perp} benutzt, wird der relative Fehler für kleine Einfallswinkel Θ_i nicht grösser als $\pm (1 + \frac{1}{n})^2 \Theta_i^2$. Für $n=1.5$ und $\Theta_i=10^\circ$ beträgt der Fehler maximal 4,6%. Wenn man die Polarisation näherungsweise bestimmt, z.B. mit einem Mach'schen

Kegelanalysator (s. AnhangD), kann man den Fehler leicht kleiner als 1% machen.

2. Interferenzen an Teilerplatten

Verwendet man als Teilerplatte für einen Laserstrahl eine Glasplatte, so treten infolge der Reflexion an beiden Flächen Interferenzen auf. In Abb. 3 sind die Interferenzstreifen zu sehen, die

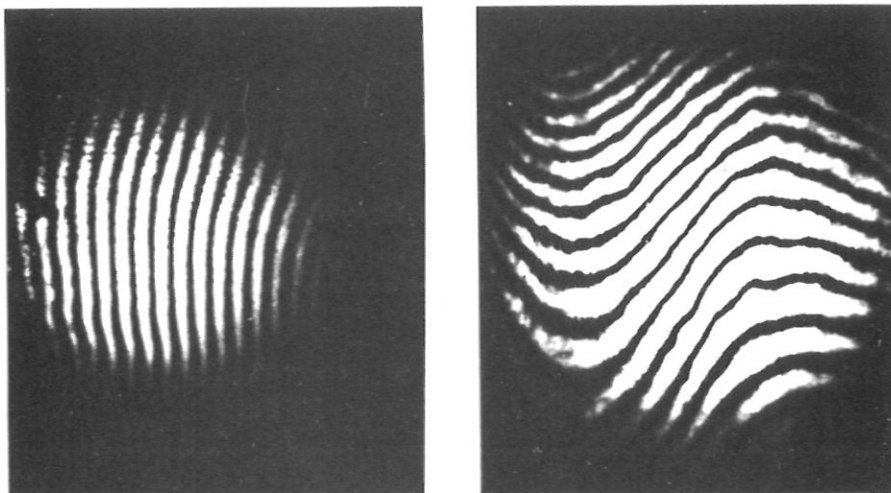


Abb. 3
Interferenzen bei der Reflexion eines
Gaslaserstrahls an Glasplatten

bei der Reflexion eines aufgeweiteten He-Ne-Gaslaserstrahls an 1 mm starken Glasplatten (Diagläsern) entstanden sind.

Man unterscheidet zweckmässig zwei Fälle: die Reflexion an exakt planparallelen Platten, bei denen Interferenzstreifen gleicher Neigung auftreten, und die Reflexion an keilförmigen Platten, wo man Streifen gleicher Dicke beobachtet.

Die Interferenzen an einer planparallelen Platte (Abb. 4) können unter idealisierten Annahmen nach mehreren Methoden berechnet werden. Man betrachtet dabei immer eine unendlich ausgedehnte ebene Welle. Die endliche Ausdehnung bzw. das räumliche Profil des Laserstrahls wird vernachlässigt. Die Fehler sollten besonders bei kleinen Einfallswinkeln, wenn die seitliche Versetzung des Strahles gegen den Durchmesser vernachlässigbar ist, nicht gross sein. Die gebräuchlichsten Methoden, die Reflexionskoeffizienten zu berechnen /24,21/, sind die direkte Lösung der Maxwell'schen Gleichungen als Randwertaufgabe und die Partialwellenmethode des Fabry-Perot-Interferometers. Beide führen zum gleichen Ergebnis. Eine numerische Auswertung für verschiedene Strahlteiler wurde in /23/ durchgeführt. Der Phasenunterschied zwischen je zwei benachbarten interferierenden Strahlen ist

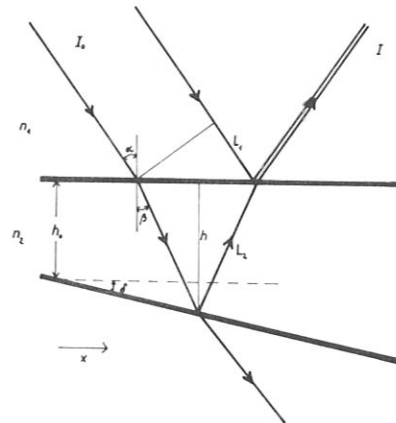


Abb. 4
Reflexion an einer planparallelen Platte

$$\varphi = \frac{4\pi h}{\lambda_0} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} \pm \pi \quad (3)$$

Für Glasplatten ist unter kleinem Einfallswinkel (bis 45°) der Intensitätsreflexionskoeffizient je Fläche so klein, dass man eine vereinfachte Airy-Formel verwenden kann, die der Interferenz von nur zwei Strahlen entspricht. Die von der Teilerplatte reflektierte Intensität ist

$$J_r = 2 J_0 R (1 - \cos \varphi) \quad (4)$$

Wenn man die Strahlteilerplatte um einen kleinen Winkel $\Delta\alpha$ dreht, ändert sich die reflektierte Intensität sehr stark, wie ausführlich in /23/ dargestellt ist. Aus diesem Grund eignen sich exakt planparallele Platten (Interferometerplatten) nicht als Strahlteiler.

Glasplatten mit kleinem Keilwinkel zeigen die bekannten Interferenzstreifen gleicher Dicke. Für die Berechnung der Interferenzen beschränkt man sich hier von vornherein auf Zweistrahlinterferenzen, da die Lösung des Problems für unendlich viele interferierende Strahlen nur numerisch möglich ist. Eine ausführliche Darstellung findet man in /21/. Da der Laser als eine sich im Unendlichen befindliche Punktlichtquelle aufgefasst werden kann, sind die Interferenzstreifen nicht nur wie bei einer ausgedehnten Lichtquelle an der Oberfläche der Keilplatte lokalisiert, sondern im ganzen Raum beobachtbar. Das ist leicht zu sehen, wenn man die an den beiden Oberflächen reflektierten Wellenfronten einer ebenen Welle betrachtet, die sich mit kleinem Winkel gegeneinander ausbreiten. Das entspricht dem Fresnel'schen Spiegelversuch mit der Lichtquelle im Unendlichen.

Die Phasendifferenz lässt sich ebenfalls durch Gl. (3) beschreiben, wobei man zu beachten hat, dass h jetzt die lokale Plattendicke ist, die sich mit dem Ort ändert. Wenn man einen Schirm in die reflektierten Strahlenbündel bringt und diesen so orientiert, dass er senkrecht zu den nur wenig gegeneinander geneigten Bündeln steht und diesen so orientiert, dass er senkrecht zu den nur wenig gegeneinander geneigten Bündeln steht und mit seiner Verlängerung auf die Kante des Keiles zeigt, kann man längs des Schirmes eine Koordinate x einführen mit dem Nullpunkt in der Kante des Keiles. Die Phasendifferenz ergibt sich nun zu

$$\varphi = \frac{4\pi x \tan \delta}{\lambda_0 \cos \alpha} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \pi \quad (5)$$

δ ist der Keilwinkel. Es wurde dabei $n_1=1$ und $n_2=n$ gesetzt. Die Intensitätsverteilung für festgehaltenen Einfallswinkel α auf dem Schirm ergibt sich aus (4), wenn man (5) einsetzt, zu

$$J = 2 J_0 R [1 - \cos (A x + B)] \quad (6)$$

Daraus ergibt sich ein Streifenabstand

$$\Delta x = \frac{\lambda_0 \cos \alpha}{2 \lg \delta \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (7)$$

der sich durch den Faktor $\cos \alpha$ von der bekannten Beziehung für die Interferenzstreifen gleicher Dicke infolge der besonderen Lage des Schirmes unterscheidet. Eine Änderung des Einfallswinkels bewirkt lediglich eine Verschiebung der Interferenzstruktur längs des Schirmes.

Das Interferenzmuster in Abb. 3 stellt derartige Streifen gleicher Dicke dar. Der in Gl. (6) berechnete Cosinusverlauf wurde mit einer Fotodiode direkt ausgemessen (Abb. 5 und 6).

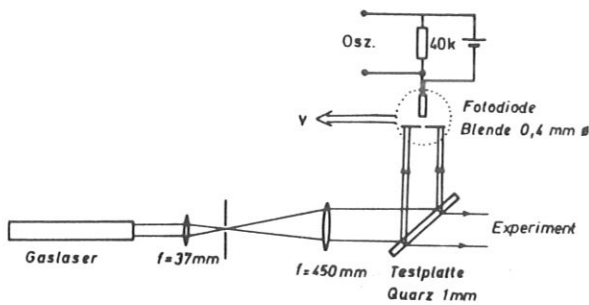


Abb. 5

Versuchsanordnung zur Messung der Interferenzen an einer Glasplatte

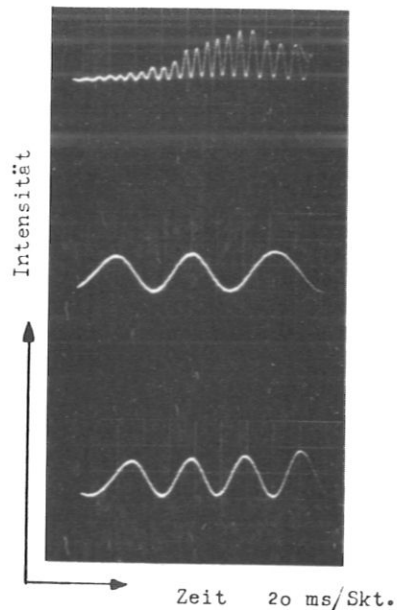


Abb. 6

Interferenzen an einer Glasplatte gemessen nach Abb. 5

Für verschiedene Keilwinkel $\delta \propto \lg \delta$ ergeben sich die folgenden Streifenabstände

$$\alpha = 5^\circ, \quad \lambda_0 = 6,94 \cdot 10^{-5} \text{ cm}, \quad n = 1,5$$

$\lg \delta = 2 \cdot 10^{-4}$	$\Delta x = 1.2 \text{ mm (Diagläser)}$
$5 \cdot 10^{-5}$	4.7 mm
$1 \cdot 10^{-5}$	$23.0 \text{ mm (Pellicle)}$

Für Pellicles ist der Streifenabstand von der Grössenordnung des Laserstrahldurchmessers. So lässt sich nur ein einzelner Streifen (Abb. 7) beobachten.

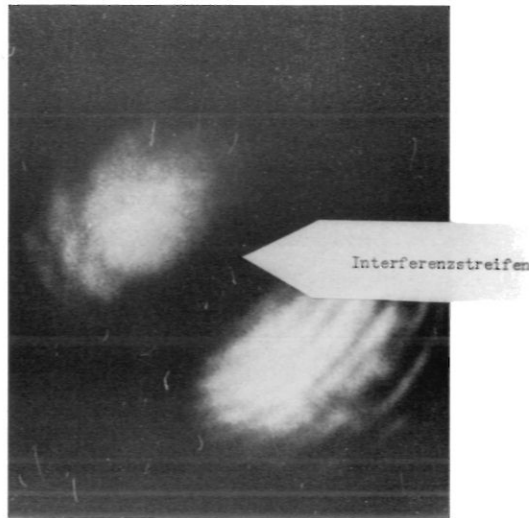


Abb. 7

Interferenzstreifen erzeugt durch die Reflexion eines kohärenten Laserstrahls an einer $8/\mu$ starken Kunststoffolie (Pellicle)
(Die Struktur in den hellen Flecken stammt vom Laser)

Die aus dem Strahl gespiegelte Leistung I ergibt sich durch Integration über den Strahlquerschnitt F

$$I = \int_F J(x, y, t) \, dx \, dy \quad (8)$$

Für die lokale Leistung J(x, y, t) nehmen wir an, dass sich die räumliche Struktur nicht mit der Zeit ändert

$$J(x, y, t) = J_r(x) \cdot f(t) \quad (9)$$

J sei ausserdem von y unabhängig, wie es in Abb. 3 (links) annähernd der Fall ist.

$$I = L_y \cdot f(t) \cdot \int_0^{L_x} J_r(x) \, dx \quad (10)$$

L_x und L_y sind die Begrenzungen von F.

Benutzt man für $J_r(x)$ Gl. (6) dann erhält man

$$I = 2 J_0 f(t) R L_x L_y \left[1 - \frac{2}{AL_x} \cos\left(\frac{AL_x}{2} + B\right) \cdot \sin\left(\frac{AL_x}{2}\right) \right] \quad (11)$$

Der zweite Term in der eckigen Klammer kann mit wachsendem L_x infolge der Interferenzstruktur maximal zwischen $-\frac{2}{AL_x}$ und $+\frac{2}{AL_x}$ schwanken. Die Forderung, dass dieser Term klein wird, lässt sich schreiben

$$\frac{AL_x}{2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} t g \delta \frac{L_x}{\cos \alpha} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \gg 1 \quad (12)$$

Unter Verwendung von Gl. (7) erkennt man, dass das gleichbedeutend ist mit

$$\Delta x \ll \pi \cdot L_x \quad (13)$$

d.h. der Streifenabstand Δx soll klein gegen den Strahlendurchmesser sein. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, kann der Reflexionskoeffizient der Teilerplatte näherungsweise aus den Fresnel'schen

Formeln berechnet werden. Für einen Rubinlaser mit $L_x \approx 1$ cm erhält man daraus

$$\delta \approx \tan \delta \gg 10^{-5}$$

Daraus folgt, dass Glas- und Quarzplatten "üblicher" Qualität gut als Strahlteiler verwendbar sind. Pellicles sind dagegen als Strahlteiler nicht geeignet.

Vollständig vermeiden lassen sich Interferenzen nur, wenn man den Strahl mit einer einzelnen Oberfläche ausspiegelt z.B. an einem Prisma. Bei solchen Anordnungen (Abb. 8) wird jedoch die Strahlrichtung und der Querschnitt des Hauptstrahles im allgemeinen geändert. Dafür vermeidet man aber eine Änderung in der räumlichen Verteilung der Intensität, die bei Platten mit Keilwinkeln immer auftreten.

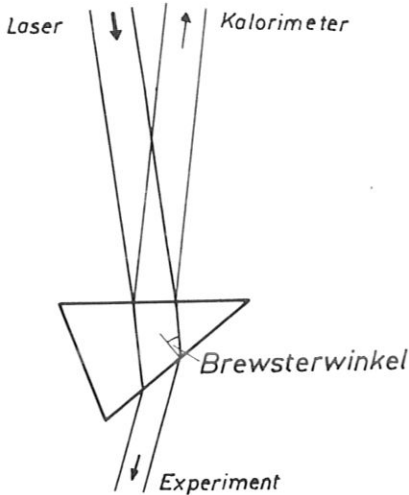


Abb. 8

Prisma mit Brewsterwinkel zur Strahlteilung

C. DAS KONUSKALORIMETER

1. Einleitung

Das Konuskalorimeter besteht aus einem Metall- oder Graphithohlkegel. Das Licht wird parallel zur Konusachse eingestrahlt. Es wird an der Innenfläche mehrfach reflektiert und bei jeder Reflexion teilweise absorbiert. Die Temperaturerhöhung des Konus wird mit Thermoelementen oder Thermistoren gemessen. Der Konus wird so konstruiert, dass genügend viele Reflexionen stattfinden können, damit nur ein kleiner Teil der Strahlung den Konus wieder verlässt. Die Temperaturerhöhung der Oberfläche darf dabei nicht so gross sein, dass sie zu Zerstörungen führt. Deshalb ist es notwendig, für die Konuskalorimeter Grenzwerte anzugeben, wie es z.B. in der zusammenfassenden Arbeit von Birnbaum /6/ geschehen ist.

Es war das Ziel der durchgeführten Versuche, festzustellen, ob das Prinzip des Konuskalorimeters auch im Bereich grosser Leistungen anwendbar ist. Man wird dabei sehen, dass die Konuskalorimeter auf kleine Leistungsdichten beschränkt sind.

Zur Eichung der Kalorimeter werden drei Methoden verwendet. Aus der Temperaturerhöhung lässt sich bei bekannter Masse und spezifischer Wärme die absorbierte Energie direkt berechnen. Eine weniger übliche Methode ist es, von einer geeichten Lichtquelle (z.B. einer Wolframhalogenlampe) eine bekannte Energiemenge einzustrahlen. Häufiger verwendet wird die Zuführung einer vorgegebenen Energiemenge über einen Heizdraht, der um den Konus gewickelt ist /2,4,11/. Das Konuskalorimeter besitzt den Vorteil, dass es nicht im Vakuum betrieben werden muss, was seine praktische Anwendung wesentlich erleichtert.

2. Empfindlichkeit des Konuskalorimeters

Eine wesentliche Grösse zur Charakterisierung eines Kalorimeters ist seine Empfindlichkeit S_k . Wir definieren sie nach Killick /3/

$$S_k = \frac{\Delta T}{E} \quad (14)$$

ΔT = Temperaturerhöhung des Konus

E = einfallende Strahlungsenergie in den Konus

von E wird der Anteil A' absorbiert. es gilt

$$A'E = mc \Delta T \quad (15)$$

m = Masse des Konus

c = spez. Wärme des Konusmaterials

Die Masse m berechnet sich in guter Näherung nach Abb. 9 zu

$$m = \frac{\tilde{\mu} r^2 t g}{\sin \theta} \quad (16)$$

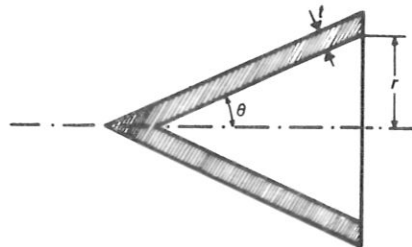


Abb. 9
Konus

Mit Gl. (14) ergibt sich

$$S_k = \frac{A' \sin \theta}{\tilde{\mu} r^2 t g c} \quad (17)$$

Unter den Annahmen, dass ein homogener Laserstrahl parallel zur Konusachse einfällt und sein Durchmesser gleich dem Konusdurchmesser ist, wird in /3/ die Grösse A' berechnet.

Man erhält zwei Fälle

$$A' = 1 - R^n \quad \text{für} \quad \frac{180}{(2n+1)} < \theta < \frac{180}{2n} \quad (18a)$$

und

$$A' = (1 - R^n) + R^n (1 - R) \frac{\sin^2(2n+1) \theta}{\sin^2 \theta} \quad (18b)$$

$$\text{für} \quad \frac{180}{2(n+1)} < \theta < \frac{180}{(2n+1)}$$

R = Reflexionsvermögen

n = Zahl der Reflexionen

Der absorbierte Anteil A' und die Empfindlichkeit als Funktion des Konuswinkels 2θ sind für verschiedene Materialien in Abb. 10 und 11 aufgetragen.

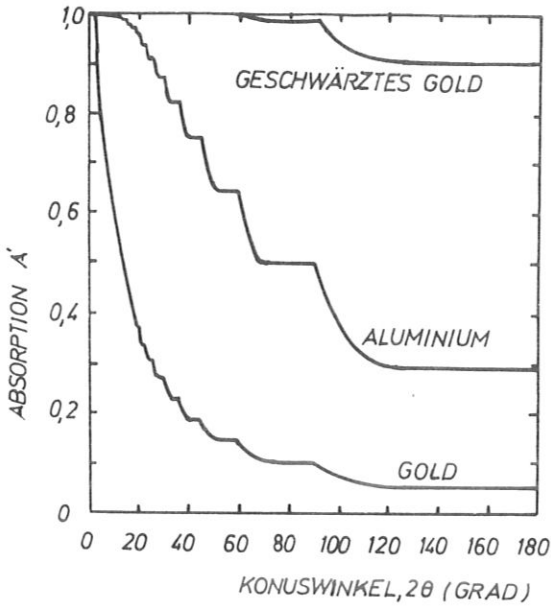


Abb. 10
Absorption von Konen
nach Killick /3/

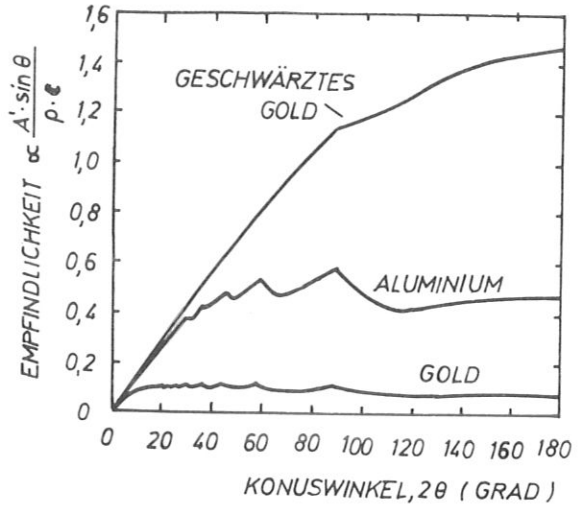


Abb. 11
Empfindlichkeit von Konen
nach Killick /3/

Ein Beispiel für den Strahlengang im Konus ist in Abb. 12 angegeben.

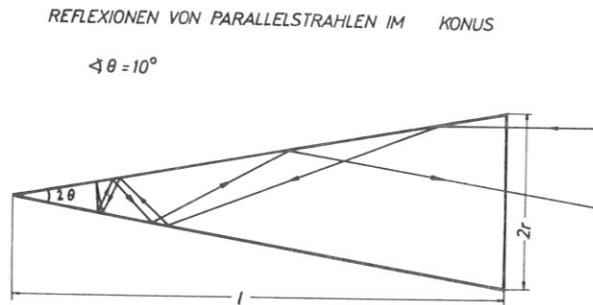


Abb. 12
Reflexionen im Konus
($\theta = 10^\circ$)

Die Zahl n der Reflexionen ist durch den Konuswinkel vorgegeben. Sie wird im Anhang A berechnet. Man erhält

$$n = \frac{90}{\theta^\circ} \tag{19}$$

Da für Metalle die Transmission $T = 0$ ist gilt

$$1 = R + A \tag{20}$$

A = Absorptionsvermögen

Wir formen die Gl.(18a) um zu

$$A' = 1 - (1-A)^{\frac{90}{\theta}} \quad (21)$$

und setzen sie in (17) ein.

Wir vernachlässigen, dass der Absorptionskoeffizient A vom Winkel ψ der auftreffenden Strahlung abhängt (Abb. 13). ψ ist der Winkel zwischen einfallendem Strahl und der Oberflächentangente.

$$S_k = \frac{\{1 - (1-A)^{\frac{90}{\theta}}\} \sin \theta}{\tilde{n} r^2 t g c} \quad (22)$$

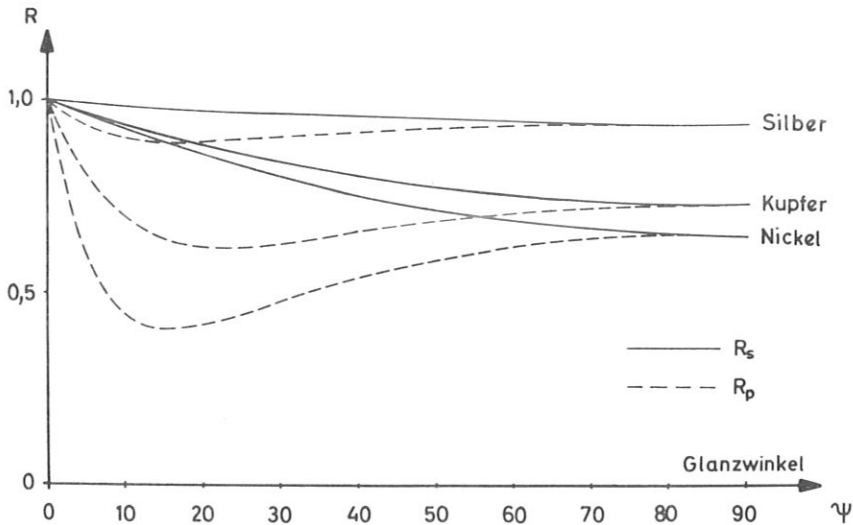


Abb. 13
Reflexionskoeffizienten für verschiedene Metalle
in Abhängigkeit von

Für die Grössen, von denen die Empfindlichkeit abhängt, sind Grenzen gesetzt, sodass man geeignete Kompromisse schliessen muss. Das Ziel ist für die Empfindlichkeit S_k ein Maximum zu erzielen, ohne die Funktion des Kalorimeters zu beeinträchtigen. Den Radius r des Konus wird man ungefähr gleich dem Radius des Laserstrahls machen. Die Dichte t der Konuswand wird nicht durch die Herstellung begrenzt (s. Kap. C 3) sondern durch den längs des Konusmantels entstehenden Temperaturgradienten, der sich in möglichst kurzer Zeit ausgleichen soll (Kap. C 6). Die möglichen Konusmaterialien in Verbindung mit dem Konuswinkel werden durch die Forderung eingeschränkt, dass nur ein sehr kleiner Anteil der Energie aus dem Konus zurückreflektiert werden soll und die Absorption nicht zu einer Zerstörung der Oberfläche führen darf. Eloxalschichten z.B. scheiden aus letzterem Grund aus /2/.

Die Forderung, dass der Konus keine oder nur wenig Strahlung reflektieren soll, bedeutet

$$A' = 1 - (1-A)^{\frac{90}{\theta}} \approx 1 \quad (23a)$$

oder

$$(1-A)^{\frac{90}{\theta}} \ll 1 \quad (23b)$$

Soll die Reflexion nicht mehr als 10 % betragen, dann gilt

$$(1-A)^{90/\theta^\circ} \leq 0,1$$

(23c)

Daraus folgt für den Konuswinkel

$$\theta^\circ \leq 90 |\lg(1-A)|$$

(24)

Die Funktion

$$S'_k = \frac{\sin \theta}{\rho c} \left[1 - (1-A)^{90/\theta^\circ} \right]$$

22a)

ist für verschiedene Materialien in Abb. 14 a und 14 b aufgetragen.

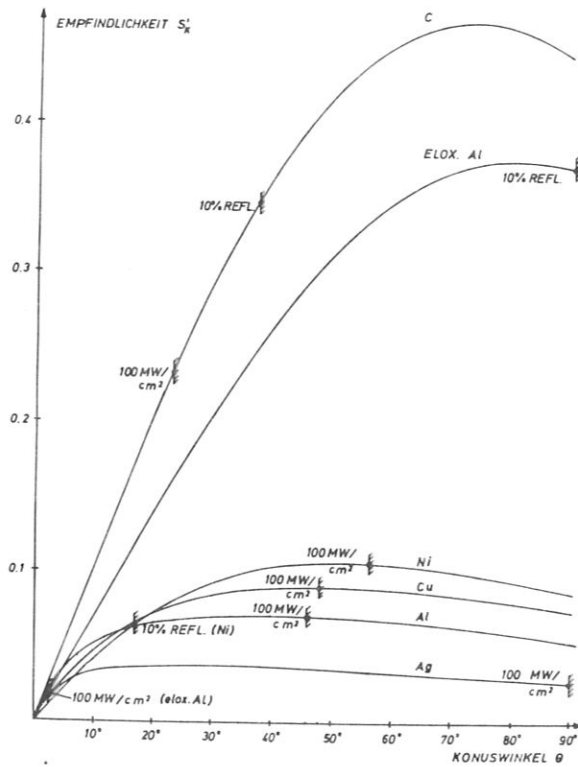


Abb. 14 a

Empfindlichkeit für verschiedene Konen. Obere Grenzen für den Konuswinkel sind für verschiedene Leistungsdichten und einer maximalen Reflexion von 10 % eingezeichnet.

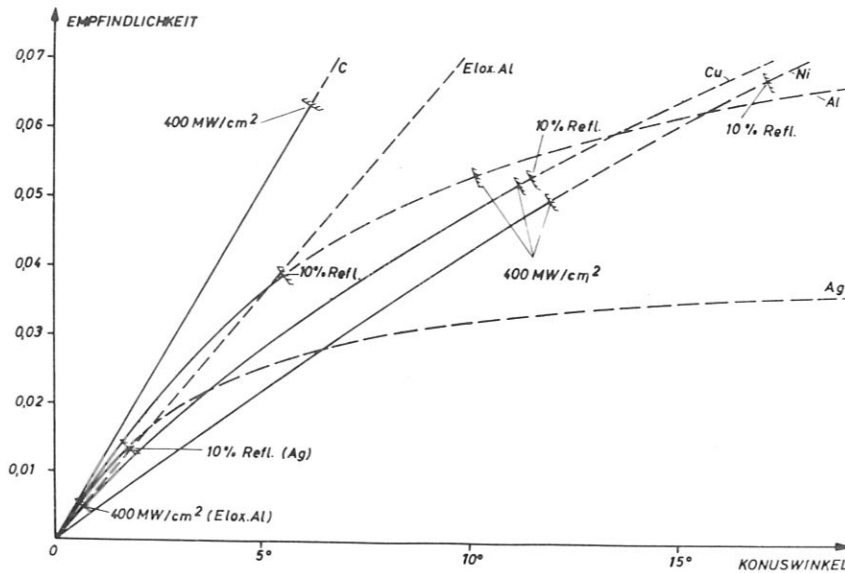


Abb. 14 b

Empfindlichkeit für verschiedene Konen. Obere Grenzen für den Konuswinkel sind für verschiedene Leistungsdichten und einer maximalen Reflexion von 10 % eingezeichnet.

Die Bedingung (24) ist für das Gleichheitszeichen eingetragen und als "10 % Refl." gekennzeichnet.

Eine weitere Grenze für den Konuswinkel lässt sich aus der Forderung ableiten, dass die Oberfläche des Konus an keiner Stelle zum Schmelzen kommen soll. Eine genaue Berechnung der Temperaturverteilung erfolgt später (Kap. C 5). Die folgende Abschätzung gibt einen ungefähren Anhaltspunkt über die möglichen Konuswinkel und das geeignete Material. Die bei der ersten Reflexion absorbierte Energie AE dient zur Aufheizung des Konus bis in eine bestimmte Tiefe d. Soll die Aufheizung den Schmelzpunkt T_{sm} nicht überschreiten, dann gilt die Ungleichung

$$AE \leq \rho F d c (T_{sm} - T_0) \quad (25)$$

T_0 = Anfangstemperatur

Es gilt allgemein $T_0 \ll T_{sm}$

Das Licht dringt etwa eine Wellenlänge λ tief in das Metall ein. $d \approx \lambda$ ($\approx 10^{-4}$ cm).

Die Wärmeleitung kann bei Nano- und Picosekundenimpulsen vernachlässigt werden. Die Oberfläche des Konus F ist gegeben durch

$$F = \pi r l = \frac{\pi r^2}{\sin \theta} \quad (26)$$

l ist die Mantellänge des Konus.

Das gibt

$$\sin \theta \leq \frac{\pi r^2 \rho c \lambda T_{sm}}{AE} \quad (27)$$

Wir führen die Leistungsdichte J und die Impulsdauer t_L des Lasers ein.

$$\frac{1}{\pi r^2} E = J \cdot t_L \quad (28)$$

Die Leistungsdichte eines Hochleistungslasers beträgt $J \approx 100 \dots 400 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$. Ein mittlerer Wert für die Impulsdauer ist $t_L \approx 20 \text{ nsec}$. Die nach der Beziehung

$$\sin \theta \leq \frac{\rho c \lambda T_{sm}}{A t_L J} \quad (29)$$

berechneten Grenzwerte für verschiedene Materialien sind in Tab. 1 angegeben und in Abb. 14 eingezeichnet. Für J wurden dabei die Werte 100 MW/cm^2 und 400 MW/cm^2 betrachtet. Da beide Ungleichungen (24) und (29) erfüllt sein sollten, wird die Anzahl der verwendbaren Materialien und möglichen Konuswinkel stark eingeschränkt. Als aussichtsreichstes Material, auch von der Verarbeitung her, erscheint uns Nickel. Im weiteren werden deshalb nur noch Nickelkonen betrachtet.

Tabelle 1

	A	$\rho [\text{g cm}^{-3}]$	$c [\text{J g}^{-1} \text{ grad}^{-1}]$	$T_{sm} [^\circ\text{C}]$	$\theta (Gl. 29)$ 100 MW cm^{-2}	$\theta (Gl. 24)$ 400 MW cm^{-2} Reflexion 10%
C	0,75	2,24	0,71	3650	23°	6°
Al (elox.)	0,9	2,70	0,90	≈ 300	2,5°	0,5°
Ni	0,32	8,90	0,45	1453	56°	12°
Ag	0,05	10,5	0,24	961	90°	30°
Cu	~ 0,25	8,92	0,38	1083	48°	11°
Al	0,13	2,70	0,90	660	46°	10°

3. Herstellung der Konuskalorimeter

Für den mechanischen Aufbau des Konuskalorimeters waren zwei Aufgaben zu lösen: die Herstellung des Nickelkonus und die Wärmeisolation des Konus. Der Konus wurde in einem galvanoplastischen Verfahren hergestellt. Als Kathode wurde ein polierter Al-Kegel benutzt, auf den aus einer NiSO_4 -Lösung Nickel aufgetragen wurde. Um gleichmässige Oberflächen zu erhalten, wurden Stromstärken von wenigen Milliampère benutzt. Es konnten mit diesem Verfahren Konen von nur 100μ Wandstärke bis zu 1 mm Wandstärke hergestellt werden ⁺⁾ . Zur Wärmeisolation wurde der Konus in einem Styroporkörper gelagert (Abb. 15).

Das Styroporgehäuse wurde in einem Heissdampfverfahren gepresst und so der Form des Konus angepasst.

Versuchsweise wurden auch einige Konen im Vakuum betrieben, doch ergaben sich keinerlei Vorteile gegenüber den Styroporgehäusen, die in atmosphärischer Luft betrieben wurden.

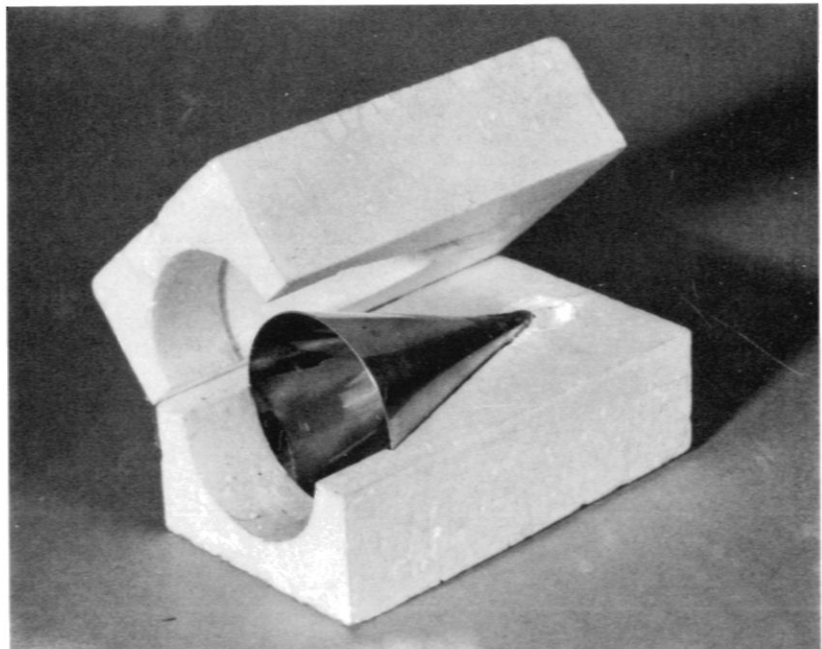


Abb. 15

Konuskalorimeter mit Styroporgehäuse

⁺⁾ Für die Herstellung der Konen sind wir Herrn Spitzer zu Dank verpflichtet.

4. Elektrischer Messaufbau

Die Temperaturerhöhung der Konen wurde mit aufgeklebten (Araldit) Thermistoren /19/ (Typen Valvo E 209 CE / Siemens A 1 KS) in einer Brückenschaltung gemessen. Um die exponentielle Abhängigkeit des Thermistors von der Temperatur in einem kleinen Bereich von ca. 10°C zu linearisieren, wurde ein geeigneter Widerstand /19/ parallel geschaltet. Die Eichung ergab über etliche Grad Temperaturänderung eine zu dieser proportionale Brückenspannung (Abb. 16). Dabei musste darauf geachtet werden, dass der Strom durch den Thermistor kleiner als 1 mA blieb, da der Thermistor sonst im nichtlinearen Bereich der Kennlinie arbeitet (Abb. 17).

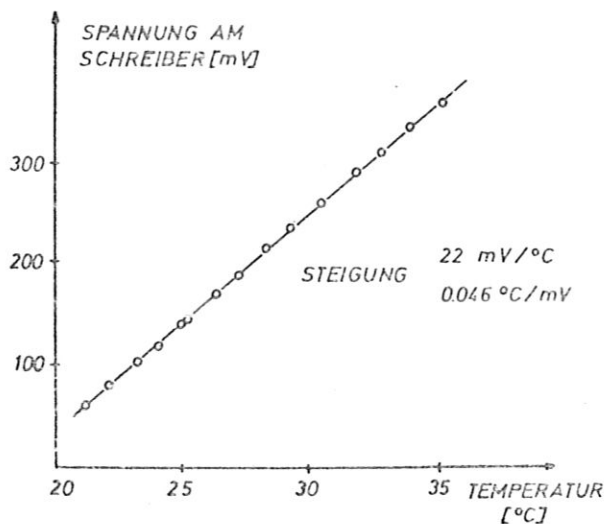


Abb. 16
Thermistor-Eichung

THERMISTOR VALVO E 209 CE/A1KS

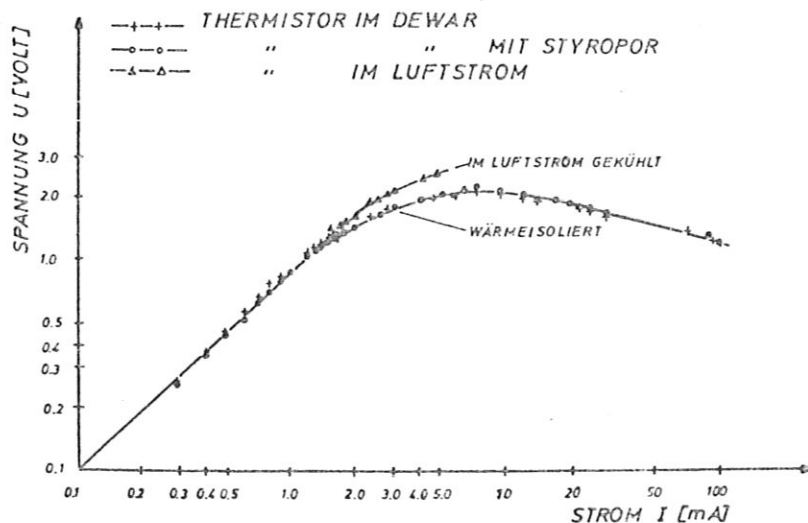


Abb. 17
Thermistor-Kennlinie

In der Brückenschaltung (Abb. 18) besteht ein Zweig aus zwei linearisierten Thermistoren (um die Empfindlichkeit zu verbessern), die die Konustemperatur messen, während ein zweiter Zweig über zwei weitere linearisierte Thermistoren an einem Vergleichskörper die Schwankungen der Raumtemperatur kompensiert. Die Kompensation machte nicht nur wegen der Unterschiede zwischen den einzelnen Thermistoren Schwierigkeiten, sondern hauptsächlich dadurch, dass Konus und Vergleichskörper durch die Bewegung der Raumluft nie gleiche Temperatur besitzen. Die Schwankungen betragen bei den Messungen mit der modifizierten Brücke des Tektronix-Q-Einschubs (Abb. 18) $0,02^{\circ}\text{C}$.

Aus diesem "Rauschen" des Kalorimeters lässt sich mit Gl. (15) und (16) eine Be-

dingung für die maximale Wandstärke des Nickelkonus angeben, wenn man fordert, dass die kleinste messbare absorbierte Energie um den Faktor 2 aus dem "Rauschen" herausragt.

$$t \leq \frac{(A'E)_{\min} \cdot \sin \theta}{\pi r^2 \rho c \cdot 2 (\Delta T)_R} \quad (30)$$

Mit den Werten $(A'E)_{\min} = 0,1 \text{ J}$, $\theta = 12^{\circ}$, $r = 1 \text{ cm}$, $\rho = 8,9 \text{ g/cm}^3$, $c = 0,45 \text{ J/gr grad}$ und $(\Delta T)_R = 0,02^{\circ}$ erhält man $t \leq 0,4 \text{ mm}$. Die Herstellung solcher dünnwandiger Konus ist kein Problem (vgl. Kap. C 3). Jedoch ergeben sich bei inhomogener Temperaturverteilung über den Konus (Kap. C 5) sehr lange Zeiten für den Wärmeausgleich.

5. Temperaturverteilung im Konus

Zur Berechnung der Temperaturverteilung auf der Konuswand nehmen wir an, dass die Leistungsdichte $N(r, t)$ des Laserstrahls nur vom Radius und von der Zeit abhängen soll. Ausserdem soll der Strahl konzentrisch zur Konusachse einfallen und sein Radius sei gleich dem Konusradius R . Wie weiter unten gezeigt wird, sind die Temperatúrausgleichszeiten innerhalb des Konus lang im Vergleich zur Einstrahlungsdauer T eines Q-switch-Lasers. Man kann also bei der Berechnung der Temperaturverteilung die Wärmeleitung vernachlässigen und über die Zeit des Laserimpulses integrieren. Wir wollen weiterhin annehmen, dass die räumliche Verteilung der Leistungsdichte sich nicht während des Laserimpulses ändert und können dann ansetzen

$$N(r, t) = N_0 \cdot f_r(r) \cdot f_t(t) \quad (31)$$

wobei $N_0 = N_0 (0, T/2)$ $[\text{W cm}^{-2}]$ die Leistungsdichte an der Stelle $r = 0$ zur Zeit $T/2$ ist. Die gesamte einfallende Laserenergie ergibt sich durch Integration

$$E = 2\pi \int_0^T \int_0^R N(r, t) r dr dt \quad (32)$$

$$E = 2\pi N_0 \int_0^T f_t(t) dt \int_0^R r f_r(r) dr \quad (33)$$

Als gute Näherung kann man die folgenden Verteilungen benutzen

$$f_t(t) = \sin^2\left(\pi \frac{t}{T}\right) \quad (34a)$$

$$f_r(r) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{r}{R}\right) \quad (34b)$$

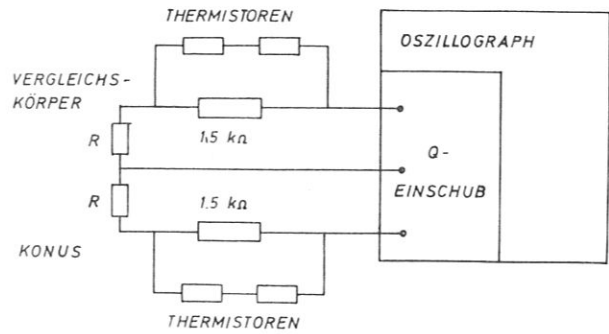


Abb. 18

Q-Einschub (Tektronix) als Wheatstone'sche Brücke mit 2 externen Brückenzeigen zur Temperaturmessung

Die lokale Energiedichte des einfallenden Laserstrahls erhält man durch Ausführung der zeitlichen Integration

$$E_r(\tau) = N_0 f_r(\tau) \int_0^T \sin^2\left(\pi \frac{t}{T}\right) dt \quad (35)$$

$$= \frac{N_0 T}{2} f_r(\tau) \quad [J \text{ cm}^{-2}] \quad (36)$$

Die Gesamtenergie erhält man durch Berechnung von Gl. (33) unter Verwendung der Profile (34).

$$E = 2 N_0 T \pi R^2 \frac{\pi-2}{\pi^2} \quad (37a)$$

$$E = 0,23 N_0 T \pi R^2 \quad (37b)$$

Wenn wir die Impulsdauer T durch die Halbwertsbreite τ ersetzen

$$\tau = T/2 \quad (38)$$

erhält man

$$E = 0,46 N_0 \tau \pi R^2 \quad (37c)$$

Neben der durch die radiale Verteilung des Laserstrahls bewirkten höheren Aufheizung der Konusspitze tritt eine weitere Aufheizung der Spitze infolge der Reflexionen im Konus ein. Dieser Effekt wird in Anhang A ausführlicher behandelt. Die Verteilung der absorbierten Energie auf die Konuswand unter Berücksichtigung beider Effekte ist (s. Anhang A)

$$E_{ab}(\tau) = \sum_{n=1}^{n=94/\theta} \frac{\lambda_n^2}{g_n^2} \sin(2n-1)\theta \cdot (-1)^n E_r \left\{ (-1)^n \tau \prod_{k=1}^n \frac{tg^2(k-1)\theta + tg^2\theta}{tg^2 2(k-1)\theta - tg^2\theta} \right\} \cdot \prod_{k=1}^n g_k^2 \frac{tg^2 2(k-1)\theta + tg^2\theta}{tg^2 2(k-1)\theta - tg^2\theta} \quad (39)$$

Mit der Anfangsverteilung

$$E_r(\tau) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\tau}{R}\right) N_0 \frac{T}{2} & \tau \leq R \\ 0 & \tau > R \end{cases} \quad (40)$$

sind für verschiedene Konen die Verteilungen der absorbierten Energie in Abb. 19 und 20 angegeben.

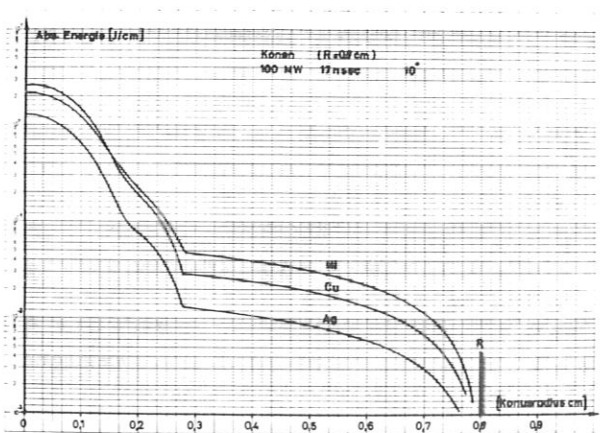


Abb. 19

Im Konus absorbierte Energie als Fakt. des Konusradius für verschiedene Konusmaterialien ($\theta = 10^\circ$)

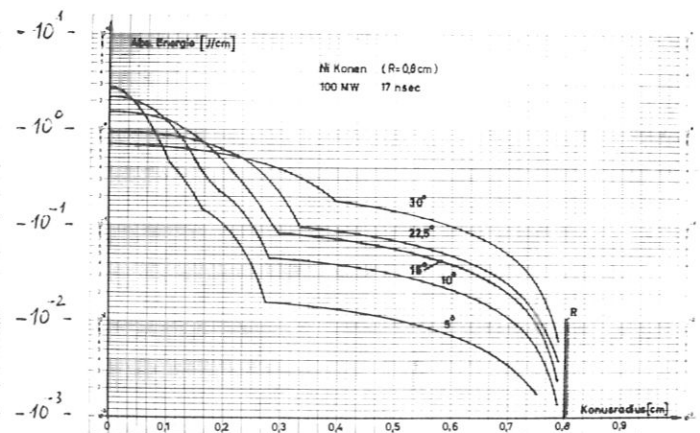


Abb. 20

Im Konus absorbierte Energie als Fakt. des Konusradius für verschiedene Konuswinkel (Nickel)

Die durch die Polarisation der Strahlung und die metallische Reflexion entstehende azimutale Abhängigkeit der Energieabsorption wurde dabei vernachlässigt. Die Absorptions- bzw. Reflexionskoeffizienten α_n bzw. ξ_n als Funktionen des jeweiligen Reflexionswinkels

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \alpha_n(\psi_n) = \alpha_n \{ (2n-1) \varphi \} \\ \xi_n &= \xi_n(\psi_n) = \xi_n \{ (2n-1) \varphi \} \end{aligned} \quad (41)$$

wurden der Abb. 13 entnommen, wobei zwischen beiden Polarisationsrichtungen gemittelt wurde. Eine Bestätigung für die hohen Temperaturen in der Konusspitze findet man, wenn man benutzte Konen aufschneidet. In der Konusspitze sind meist Beschädigungen festzustellen (Abb. 21).

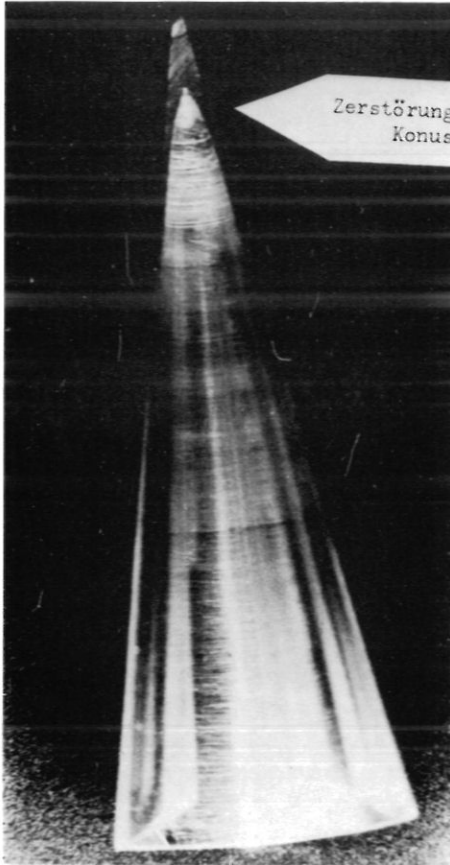


Abb. 21

Aufgeschnittener Konus mit Zerstörung in der Konusspitze

Zur Abschätzung der maximalen Temperatur in der Konuswand am Ende des Laserimpulses kann man die Wärmeleitung vernachlässigen. Die Energie steckt zu dieser Zeit in einer Schicht von der Größenordnung der Dicke der Lichtwellenlänge ($\lambda \approx 1 \mu$). Die im Kreisring $2\pi r dl$ absorbierte Energie $2\pi r dl E(r_j)$ dient zur Aufheizung der Masse $\rho \lambda 2\pi r dl$ um die Temperatur ΔT :

$$\Delta T(r_j) = \frac{E(r_j)}{\rho \lambda c} \quad (42)$$

c ist die spezifische Wärme und ρ das spez. Gewicht des Konusmaterials.

Die sich ergebende Temperaturverteilung ist für verschiedene Laserenergien E in Abb. 22 und 23 aufgetragen. In einem linearen Koordinatensystem (Abb. 24) für die Temperatur der Konuswand als Funktion der Mantelkoordinate ist die Energiekonzentration in der Spitze des Konus sehr einprägsam zu sehen. Alle Konusmaterialien mit niedrigem Schmelzpunkt und oberflächenbehandelte Konen (Eloxalschichten) scheiden deshalb für Energiemessungen aus. Sie verändern ihre Absorptionseigenschaft von Schuss zu Schuss. Ein Teil der Energie wird ausserdem zum Verdampfen von Material verwendet.

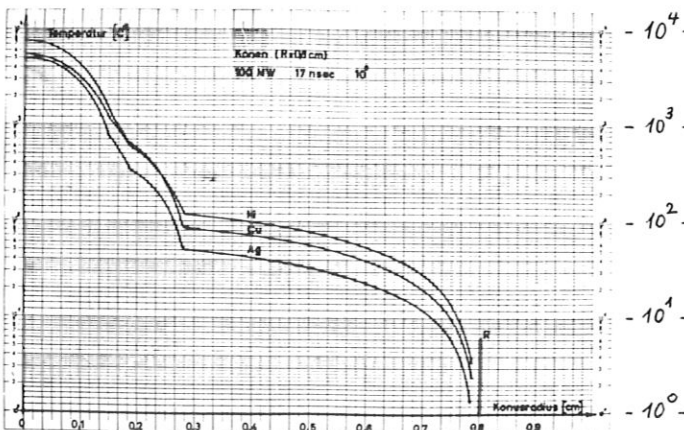


Abb. 22
 Temperaturerhöhung auf der Konusinnenwand für verschiedene Materialien ($\theta=100^\circ$)

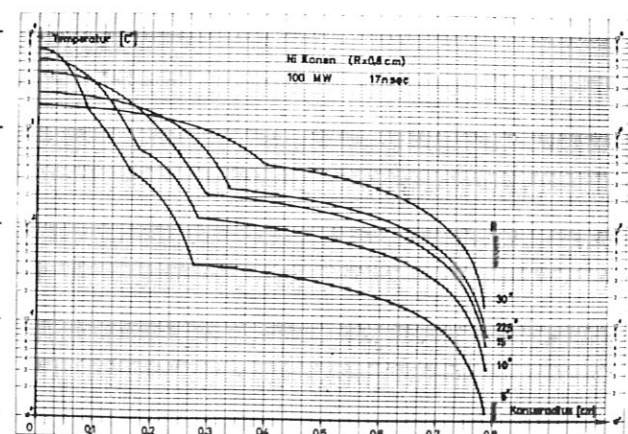


Abb. 23
 Temperaturerhöhung auf der Konusinnenwand für verschiedene Konuswinkel (Nickel)

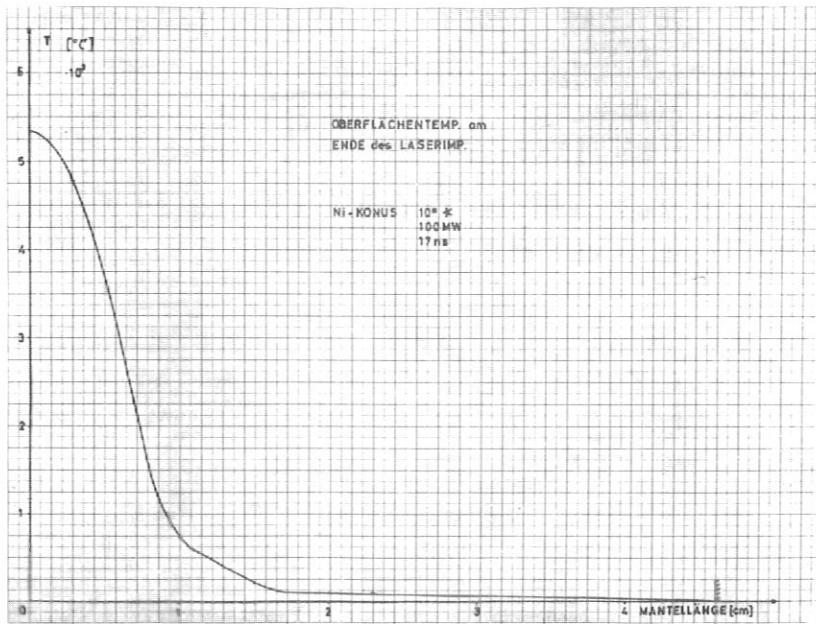


Abb. 24
Oberflächentemperaturverteilung
in einem Nickelkonus ($\theta = 10^\circ$)

6. Wärmeleitung im Konus

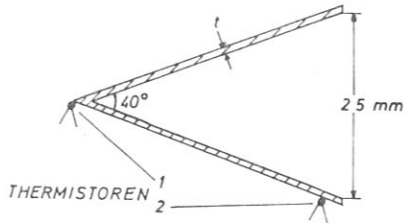
Um die im Konus absorbierte Laserenergie zu bestimmen, muss die Temperaturerhöhung des gesamten Konus nach dem Temperaturnausgleich gemessen werden. Die dafür benötigte Zeit kann aus der Wärmeleitungsgleichung berechnet werden. Jedoch sind die Geometrie und die Randwerte bereits so kompliziert, dass eine genaue Berechnung numerisch erfolgen müsste. Um charakteristische Werte für die Ausgleichszeiten zu erhalten, genügen einfache Näherungen.

Der Ausgleich im Konus erfolgt in zwei Abschnitten. Im ersten kann die axiale Wärmeleitung vernachlässigt werden und es wird Wärme nur in radialer Richtung durch die Konuswand von innen nach aussen transportiert. Im zweiten erfolgt dann der Ausgleich längs des Konus. In /2/ berechnet Hillenkamp den radialen Ausgleich für einen normalen Millisekunden-Rubinlaser. Die Abschätzung für einen Q-switch-Laser soll hier durchgeführt werden. Die erste Phase lässt sich als ebener Fall behandeln. Die Temperaturverteilung längs des Konus erhält man am Ende dieser Phase, wenn man in Gl. (57) die Schichtdicke λ durch die Konuswandstärke t ersetzt.

Für λ war in Abb. 23 die Wellenlänge des Lichtes von $\approx 1 \mu$ benutzt worden. Für einen 20° -Ni-Konus ergaben sich daraus Spitzentemperaturen in der Grösse von 2000°C . Für Konuswandstärken von $0,7 \text{ mm}$ bzw. $0,3 \text{ mm}$ berechnen sich dann die Temperaturen in der Konusspitze am Ende der radialen Ausgleichsphase von ca. 3°C bzw. 7°C . Wie in Anhang B abgeschätzt wird, erfolgt der Ausgleich durch die Konuswand in etwa 10^{-2} sec . Der Temperaturnausgleich längs des Konusmantels erfolgt wesentlich langsamer. Um die Rechnung zu vereinfachen, ist es günstiger für die Abschätzung der Grössenordnung der Ausgleichszeit ein primitives Modell zu benutzen. Als Modell wird ein wärmeisolierter Stab benutzt. Die Anfangstemperatur längs des Stabes soll der Verteilung längs des Konusmantels entsprechen, wie sie in Abb. 24 angegeben ist. Die Temperaturen sind um den Faktor λ/d ($\lambda =$ Wellenlänge, $d =$ Konusdicke) kleiner als die Temperaturen in Abb. 24. Man kann ansetzen

$$\lambda/d \approx 10^{-3}$$

Der Verlauf der Abschätzung wird im Anhang B näher beschrieben. Danach erfolgt der Ausgleich im berechneten Beispiel (Ni-Stab, 5 cm Länge, wärmeisoliert) in etwa 1 Minute . (Abb. 25) Die Messungen bestätigen, dass die gemachten Abschätzungen die richtige Grössenordnung ergeben. Mit je einem Thermistor an der Spitze und am Rand des Konus wurde der zeitliche Verlauf der Temperatur gemessen. Die Maximaltemperatur entspricht etwa der oben abgeschätzten. Der Ausgleich durch die Konuswand kann nicht gemessen werden, da die Zeitkonstante des Messsystems bei 1 sec liegt. Der Ausgleich längs der Konuswand liegt in der Grösse von wenigen Minuten. Bei derartig langen Ausgleichszeiten



beginnt der Wärmeaustausch mit der Umgebung bereits eine Rolle zu spielen. Das lässt sich nur durch eine sehr gute Wärmeisolation vermeiden.

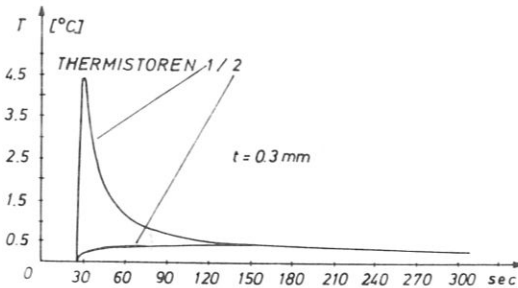
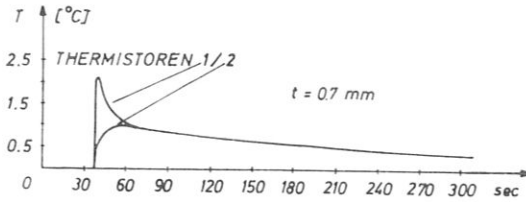


Abb. 25

Wärmeausgleich in einem Konus

- a) Messtellen
- b) Temperaturverlauf für 0,7 mm Wandstärke
- c) Temperaturverlauf für 0,3 mm Wandstärke

7. Ergebnisse und Zusammenfassung

Aus den hier dargestellten Messungen und Abschätzungen lassen sich die Grenzen für die Anwendung des Konuskalorimeters ableiten. Die maximale Laserenergie, bis zu der der Konus verwendet werden kann, wird durch die Energieabsorption und die geforderte Oberflächenbelastbarkeit des Konus festgelegt. Die kleinste noch messbare Laserenergie ergibt sich aus der Empfindlichkeit des elektrischen Messkreises, den Raumtemperaturschwankungen sowie aus der Wärmeleitung für den Temperatureausgleich im Konus.

a) Obere Grenze der messbaren Energie (s.Kap. C2)

Wenn man fordert, dass der Konus maximal 10 % der Energie reflektieren darf, muss der Konuswinkel für Nickel kleiner als 17° sein (Abb. 14 b). Aus den Kurven für die Temperaturverteilung bei 100 MW (Abb. 23) lässt sich eine Maximaltemperatur in der Spitze von $\approx 3400^\circ\text{C}$ ablesen. Da die Temperaturen der Laserleistung proportional sind, kann man daraus eine maximal zulässige Leistung von $1453^\circ\text{C} \cdot 100\text{MW} / 3400^\circ\text{C} \approx 40\text{MW}$ berechnen, falls man in der Spitze maximal die Schmelztemperatur von Nickel zulässt. Für einen Nanosekundenlaser entspricht das ungefähr einer Laserenergie von 1 Joule. Die in Abb. 14 angegebenen grössten Konuswinkel für verschiedene Leistungsdichten berücksichtigen die Energiekonzentration in der Spitze des Konus nicht, sondern gelten nur für eine einmalige Reflexion im Konus. Benutzt man grössere Konuswinkel, so würde zwar die Messgrenze etwas ansteigen, um einen Faktor 2 - 3, aber dafür würden im Konus weniger als 90 % der Energie absorbiert. Die genaue Berechnung der reflektierten Energie ist in der Praxis nicht möglich. So sind Konen mit grösserem Winkel nur zu benutzen, wenn man grössere Fehler in Kauf nimmt.

b) Untere Grenze der Laserenergie

Das Konuskalorimeter ist durch seinen Aufbau den Schwankungen der Raumtemperatur ausgesetzt. Diese soll mit einer Brückenschaltung weitgehend kompensiert werden. Das ist natürlich bei den Luftströmungen im Labor nur begrenzt möglich. Als Erfahrungswert kann man ansetzen, dass zwischen Vergleichskörper und Messkonus Temperaturdifferenzen von $0,02^\circ\text{C}$ bestehen. Eine genauere Messung ist nicht möglich. In Kapitel C 4 wird daraus eine maximale Konuswandstärke von $0,4\text{ mm}$ abgeschätzt, wenn eine absorbierte Energie von $0,1\text{ J}$ angenommen wird. Diese Wandstärke stellt zugleich einen kleinsten Wert dar, da sonst der Wärmestrom in die Umgebung (Styropor) vergleichbar mit der längs des Nickelkonus wird.

Eine Temperaturmessung kann erst nach dem Ausgleich erfolgen. Die Ausgleichszeit liegt in der Grösse von einigen Minuten. Man erhält für diese Zeit bereits bei vorsichtigster Abschätzung einen Wärmeverlust des Konus an die Umgebung von einigen hundert mJ.

$$\Delta Q = \lambda \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot F \cdot \Delta t$$

$$\Delta Q \approx 500\text{ mJ}$$

$$\lambda = 3,5 \cdot 10^{-2}\text{ W/m}\cdot\text{grad}$$

$$\Delta T = 0,1\text{ }^\circ\text{K}$$

$$\Delta x = 10^{-3}\text{ m} = 1\text{ mm}$$

$$F = 1,4 \cdot 10^{-3}\text{ m}^2 \text{ (17}^\circ\text{ Konus)}$$

$$\Delta t = 10^2\text{ sec}$$
(43)

Für den Nickel-Konus ergibt sich daraus ein sehr kleiner Messbereich, den man zwischen $0,5\text{ J}$ und 1 J ansetzen kann. Eine Erweiterung nach unten ist durch einen verbesserten Aufbau sicher möglich. Nach oben ist die Erweiterung, die das Ziel dieser Arbeit war, kaum möglich. Eine Weiterentwicklung des Konuskalorimeters in den Bereich grosser Energien (Bereich einige Joule) für Q-switch-Laser (Bereich 100 MW und mehr) erscheint auf dem durchgeführten Weg nicht möglich, wenn man nicht an Messgenauigkeit dafür opfern will. Ein Beispiel für die Messung mit einem Q-switch-Laser ist in Abb. 26 a angegeben.

Aus dem Kurvenverlauf ist nichts über die Grösse der absorbierten Energie direkt zu entnehmen, da Ausgleichsvorgang über den Konus und Abkühlung durch Wärmeverlust an die Umgebung nicht getrennt werden können. Erst in der halblogarithmischen Darstellung Fig. 26 b kann man beides trennen und auf momentanen Temperatúrausgleich extrapolieren. Ein nicht auswertbarer Impuls ist in Fig. 26 c angegeben. Er schwingt unter die Nulllinie. Vermutlich sind Änderungen der Raumtemperatur durch Luftströmungen die Ursache.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Metallkonus-Kalorimeter sind nur mit Einschränkungen im Bereich von Hochleistungslasern zu benutzen. Die obere Grenze der messbaren Energie wird durch die Zerstörung des Konus gegeben, sie liegt bei einigen Joule. Um eine gute Gesamtabsorption zu erzielen, ist man gezwungen, kleine Konuswinkel, d.h. lange Konen, zu benutzen. Das wiederum drückt die Empfindlichkeit, weshalb kleine Wandstärken verwendet werden, um wenigstens über eine Grössenordnung messen zu können. Durch die schlanken Konen dauert der Wärmeausgleich relativ lange Zeit, wodurch die Wärmeabgabe an die Umgebung ins Spiel kommt, wenn man nicht den Vorteil der Handlichkeit der Konuskalorimeter aufgeben will und den Konus im Vakuum betreibt. Durch die langen Ausgleichszeiten werden die Extrapolationen

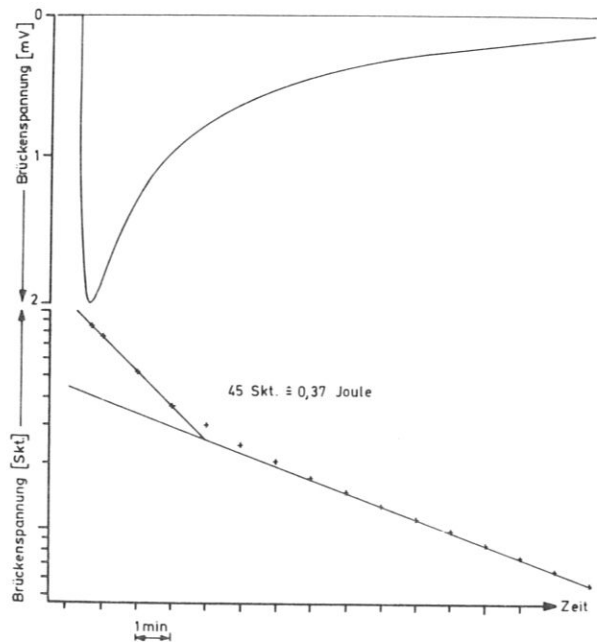


Abb. 26
Energiesmessung an einem Q-switch-Laser mit dem Konuskalorimeter
a) Messimpuls
b) Messimpuls in halblogarithmischer Darstellung

auf den Zeitpunkt der Laserstrahlung ungenau. Gegenüber den Konen für kleine Leistungen (grosser Winkel, schwarz-eloxiert s.z.B. /2/), die mit stärkerer Abschwächung betrieben werden, ergeben sich zwar einige Vorteile aber zugleich starke Nachteile, sodass es günstig ist, nach einem anderen Messverfahren für die Energiemessung von Hochleistungslasern zu suchen.

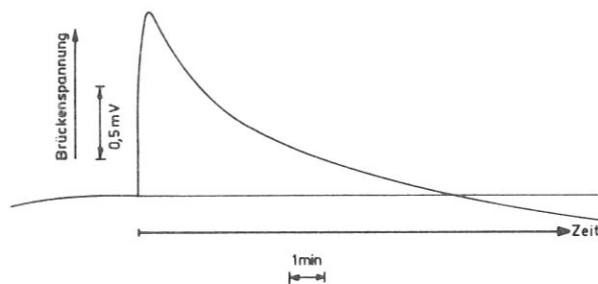


Abb. 26 c

Energiemessung an einem Q-switch-Laser mit dem Konuskalorimeter
c) Messimpuls mit Änderung der Raumtemperaturverteilung

D. DAS HOHLKUGELKALORIMETER

1. Einleitung

Das Kugelkalorimeter (Abb. 27) besteht im wesentlichen aus einer Hohlkugel, auf deren Innenseite die Laserstrahlung absorbiert wird. Die Strahlung wird durch eine Linse in ein in der Kugel befindliches Loch fokussiert. Man hat dadurch den Vorteil, dass die Oberflächenbelastung auf der Kugelinnenfläche klein wird. Als Nachteil gegenüber dem Konuskalorimeter ergibt sich, dass sich reflektierende Flächen (Linse) im Strahlengang befinden und dass die Kugel zur Vermeidung von Gasdurchbrüchen im Vakuum (10^{-2} Torr) aufgehängt werden muss. Die praktische Handhabung des Kugelkalorimeters wird dadurch umständlicher als die des Konuskalorimeters. Im Gegensatz zum Konus wird man bei der Kugel ein Material verwenden, welches geringe Absorption und hohe Reflexion (z.B. Silber) besitzt. Die Zahl der Reflexionen soll sehr hoch sein, damit keine Temperaturgradienten auf der Oberfläche entstehen. Die Messung der Temperaturerhöhung erfolgt mit Thermistoren in einer Brückenschaltung. Für die Eichung kommen die oben erwähnten 3 Methoden in Frage:

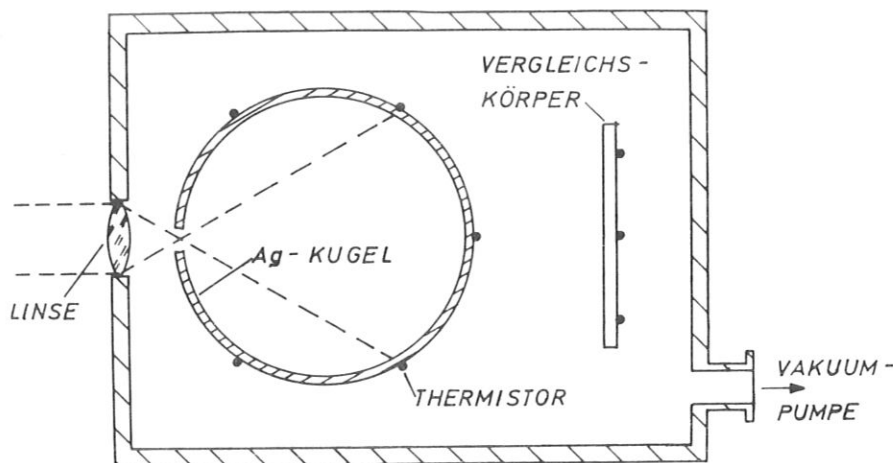


Abb. 27
Kugelkalorimeter

Die praktische Handhabung des Kugelkalorimeters wird dadurch umständlicher als die des Konuskalorimeters. Im Gegensatz zum Konus wird man bei der Kugel ein Material verwenden, welches geringe Absorption und hohe Reflexion (z.B. Silber) besitzt. Die Zahl der Reflexionen soll sehr hoch sein, damit keine Temperaturgradienten auf der Oberfläche entstehen. Die Messung der Temperaturerhöhung erfolgt mit Thermistoren in einer Brückenschaltung. Für die Eichung kommen die oben erwähnten 3 Methoden in Frage:

1. aus Masse und spezifischer Wärme der Kugel
2. mit einer geeichten Lichtquelle (Wolframbandlampe)
3. mit einem Heizdraht auf der Kugel

In der Literatur sind bereits einige Kugelkalorimeter beschrieben:

Das von Zuev und Kryukov /8/ angegebene Kugelkalorimeter ist offensichtlich nicht für Q-switch-Laser geeignet. Die aus zwei Teilen bestehende Kugel ist innen geschwärzt, eine Linse wird nicht verwendet. Die untere Grenze liegt bei mJ, während als obere Grenze 10 J in einem Fall angegeben wird.

Bruce und Collet /1/ teilen Einzelheiten über den Bau eines Kugelkalorimeters mit, jedoch werden keine Messwerte angegeben. Eine recht interessante Kombination aus Kugel- und Rattennestkalorimeter wird von Schmidt und Greenhow /9/ beschrieben. In diesem Fall wird die Hohlkugel von einem entspre-

chend gewickelten Widerstandsdraht gebildet, der zugleich als Messfühler dient. Als obere Grenze wird eine Laserenergie von 0,5 J angegeben. Bei dieser Energie erfolgte die Zerstörung der Drahtisolation.

2. Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit S_H wird analog zum Konus definiert als Verhältnis der Temperaturerhöhung ΔT zur einfallenden Laserenergie E

$$S_H = \frac{\Delta T}{E} \tag{44}$$

Die Temperaturerhöhung berechnet sich aus der in der Kugel absorbierten Energie

$$\Delta T = \frac{AE'}{m c} \tag{45}$$

- A = Absorptionskoeffizient
- E' = Energie am Eingang der Hohlkugel
- m = $\pi D^2 t \rho$ = Masse der Kugel
- t = Wandstärke
- D = Durchmesser
- ρ = Dichte

Von der einfallenden Energie E wird der Teil $R \cdot E$ von der Fokussierungslinse reflektiert.

$$E' = (1 - R) E \tag{46}$$

R="Reflexionskoeffizient" der Linse. Die Linsenflächen haben einen kleinen Winkel zum einfallenden Strahl und man kann in Näherung schreiben

$$R \approx 2 \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \tag{47}$$

Für Glas ($n = 1.5$) ist $R \approx 0,08$.

Ausserdem gilt für die Hohlkugel in guter Näherung $A = 1$, damit kann man die Empfindlichkeit in der folgenden Form schreiben

$$\frac{\Delta T}{E} = S_H = \frac{A(1-R)}{\pi D^2 t \rho c} \tag{48}$$

$$\text{bzw.} \quad S_H \approx \frac{0,293}{D^2 t \rho c} \tag{48a}$$

3. Herstellung und elektrischer Messkreis

Das Hauptproblem beim Aufbau des Kugelkalorimeters war die Herstellung einer Hohlkugel. Wegen des gewünschten hohen Reflexionskoeffizienten wird Silber benutzt. Eine mechanische Herstellung kam nicht in Frage, da die Kugel nicht aus mehreren Teilen zusammengesetzt werden sollte. Deshalb wurde die Kugel in einem galvanoplastischen Verfahren hergestellt +). Als Kern wurde eine Kugel (70 mm ϕ) aus AlMgCu gedreht und poliert. Die Galvanisierung erfolgte in einem Silberbad /AG 056 Glanzsilberbad Schering AG Berlin/ mit 0,1 mA/cm² in 2,5 Stunden. Mit Salzsäure wurde das Aluminium durch die 2 mm im Durchmesser messende Öffnung herausgelöst, indem aus einer Kapillare ständig ein dünner Strahl HCl in die Öffnung sprühte. Das Auflösen des Aluminiums dauerte mehrere Wochen. Die Silberhohlkugel wog 16,75 g und hatte eine Wandstärke von 0,10 mm.

Auf der Kugel wurden 8 Thermistoren mit Araldit aufgeklebt, um eine hohe Empfindlichkeit in der Temperaturmessung zu erzielen. Die Kugel wurde justierbar an 3 angeklebten Seidenfäden im Vakuum aufgehängt. Im späteren Betrieb stellte sich heraus, dass die Langzeit-Wärmeisolation nicht ausreichend war. Deshalb wurde das gesamte Vakuumgefäß in Styropor gepackt und nur eine Öffnung für

+) Für die Herstellung der Galvanoplastik sind wir Herrn Spitzer, IPP, Abt. Technik, zu Dank verpflichtet.

den eintretenden Lichtstrahl freigelassen.

Die Messung der Temperaturerhöhung erfolgt über Thermistoren (vgl. Kap. C4). Um die Empfindlichkeit zu steigern und um die Raumtemperaturschwankungen zu kompensieren, wurde eine Brückenschaltung aus 4 x 4 Thermistoren mit den zugehörigen Linearisierungswiderständen (900 Ω) aufgebaut.

(Abb. 28) Die Thermistoren von je zwei gegenüberliegenden Brückenzeigen wurden auf der Hohlkugel bzw. auf dem Vergleichskörper befestigt. Aus der Brückenbeziehung erhält man, dass die gemessene Spannung der Temperatur in erster Näherung direkt proportional ist und in der angegebenen Anordnung ungefähr doppelt so gross ist als bei der Verwendung von nur einem Messzweig. Dazu wird die Brücke nach Abb. 29 betrachtet.

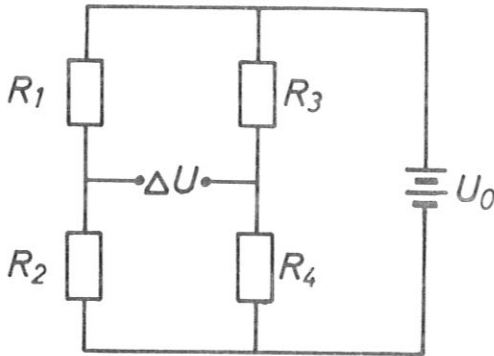


Abb. 29
Messbrücke, vereinfacht

Es gilt

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} - \frac{R_4}{R_3 + R_4} \quad (49)$$

Wir setzen die folgenden Werte ein

$$\begin{aligned} R_1 &= R_T + \Delta R (\Delta T) \\ R_2 &= R_T + R_V \\ R_3 &= R_T \\ R_4 &= R_T + R_V + \Delta R (\Delta T) \end{aligned}$$

Dabei ist

R_V = Vorschaltwiderstand (500 Ω), er soll in beiden Zweigen gleich sein.
 R_T = Gesamtwiderstand der Thermistor-Linearisierungswiderstand-Kombination bei Temperaturgleichgewicht

$\Delta R(\Delta T)$ = Widerstandsänderung infolge der Temperaturänderung ΔT
 Für kleine Temperaturänderungen (10 - 20 °C) sind ΔR und ΔT direkt proportional (S.Kap.C4)

In der Näherung $\Delta R \ll 2 R_T + R_V$ folgt

$$\left| \frac{\Delta U}{U_0} \right| = \frac{1}{2 R_T + R_V} \Delta R (\Delta T) \quad (50)$$

Würde jedoch nur R_1 als Messzweig benutzt, d.h. $R_4 = R_T + R_V$

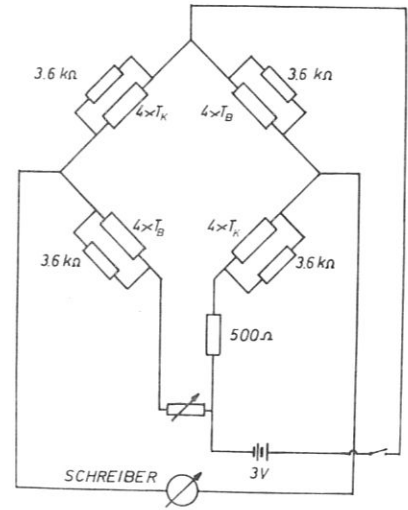


Abb. 28
Thermistor-Messbrücke
für Kugelkalorimeter

dann erhält man

$$\left| \frac{\Delta U}{U_0} \right| = \alpha \frac{1}{2 R_T + R_V} \Delta R(\Delta T) \quad (51)$$

mit
$$\alpha = 1 - \frac{R_T}{2 R_T + R_V} < 1$$

Für die Brücke in Abb. 28 ist $\alpha = 0,6$.

Aus der Empfindlichkeit des Kugelkalorimeters (Gl. 48) lässt sich die kleinste messbare Energie berechnen, wenn man Annahmen über die kurzzeitigen Temperaturänderungen macht. Die Brücke zeigt maximale Spannungsschwankungen von $\Delta U_R = 0,03 \text{ mV}$.

Mit $U_0 = 3 \text{ V}$, $R_T = 900 \ \Omega$ und $R_V = 500 \ \Omega$ ergibt sich aus Gl. (50) $\Delta R = 2,3 \cdot 10^{-2} \ \Omega$. Die linearisierte Thermistoranordnung hat eine Empfindlichkeit von $22 \ \Omega/\text{Grad}$, d. h. die "Rauschtemperatur" ΔT_R wird $\Delta T_R \approx 10^{-3}$ Grad. Die umgeformte Gl. (48) für die kleinste messbare Energie lautet:

$$E_{\min} = \frac{\Delta T_R \cdot \pi D^2 t \rho c}{(1-R)} \quad (48b)$$

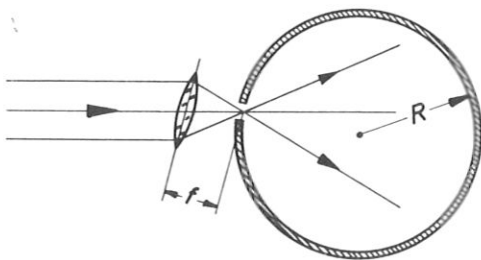
- R = 0,08
- D = 7 cm
- t = 10^{-2} cm
- ρ = 10,5 g/cm³ (Silber)
- c = 0,235 J/g·grad (Silber)

Daraus berechnet sich $E_{\min} \approx 4 \text{ mJ}$.

Die kleinsten messbaren Energien beim Kugelkalorimeter liegen etwa um eine Größenordnung unter den kleinsten messbaren Energien der gebauten Metallkonuskalorimeter.

4. Justierung

Die Justierung des Kalorimeters zum Laserstrahl spielt bei der Hohlkugel eine wesentlich grössere Rolle als beim Konus. Der Brennpunkt der Linse soll in der Öffnung der Hohlkugel liegen. Der Fokusbrenndurchmesser soll kleiner als der 1 - 2 mm grosse Öffnungsdurchmesser sein. Die Entfernung Linse - Kugel kann unabhängig vom Laser eingestellt werden. Bei der Justierung am Laser muss dafür gesorgt werden, dass der Laserstrahl genau parallel zu der Geraden, die durch die Verbindungslinie, Linsenmittelpunkt und Kugelöffnung definiert ist, einfällt. (Abb. 30). Es ist nicht



notwendig, dass der Kugelmittelpunkt auf dieser Geraden liegt und dass die optische Achse der Linse mit ihr zusammenfällt. Die Justierung erfolgt mit Hilfe eines Laser-Simulationsstrahles, wobei die Kugel über eine verstellbare Aufhängung in die richtige Lage gebracht wird.

Abb. 30

Justierung der Kugel

5. Temperaturverteilung in der Hohlkugel

Die Annahme, dass die Temperaturverteilung im Inneren der Hohlkugel am Ende des Laserpulses homogen ist, trifft nur in erster Näherung zu. Die genaue Verteilung der absorbierten Energie E_{abs} lässt sich berechnen, wenn man den Lichtweg in der Kugel unter der Voraussetzung verfolgt, dass keine diffuse Reflexion vorliegen soll und dass keine Strahlung aus der Eintrittsöffnung wieder verlorengeht. Man erhält die Beziehung (s. Angang C)

$$E_{abs.}(\alpha) = \frac{2 A E_1}{\pi D^2} \sum_n \frac{\Theta(\alpha, n)}{1 - \omega(n, \gamma)} R^{n-1} \quad (52)$$

Dabei sind A, R die Absorptions- bzw. Reflexionskoeffizienten, D der Durchmesser der Kugel, E_1 die eingefallene Lichtenergie mit dem Öffnungswinkel γ . $\Theta(\alpha, n)$ ist eine Verteilungsfunktion, die von der Nummer der Reflexion abhängt.

Die Temperaturerhöhung am Ende des Laserimpulses berechnet sich aus

$$\Delta T = \frac{E_{abs.}}{\rho \lambda c} \quad (53)$$

wobei als Eindringtiefe des Lichtes eine Wellenlänge λ ($\approx 1 \mu$) angenommen ist. Für eine Silberkugel und einen Öffnungswinkel $\gamma = 30^\circ$ sind für einen Rubinlaserstrahl und einen Neodymlaserstrahl die Temperaturerhöhungen in Abb. 31 zu sehen.

Selbst für einen Laserstrahl mit 10 Joule Energie liegen die erreichten Temperaturen noch weit unter dem Schmelzpunkt des Materials im Gegensatz zu den Konen. Dass die Kurven unstetig sind, liegt an der für die Rechnung günstige Wahl von $\gamma = 30^\circ$. In Wirklichkeit sind die Flanken natürlich stark verschmiert. Die Kugel ist für Nd-Laser günstiger als für Rubinlaser, die Temperaturunterschiede sind infolge des kleineren Absorptionskoeffizienten ausgeglichen.

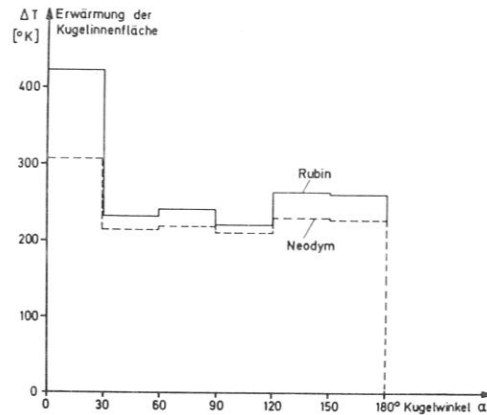


Abb. 31
Temperaturverteilung
in der Hohlkugel

Für den Wärmeausgleich über die Kugeloberfläche sind Rechnungen nur mit grossem Aufwand möglich. Dass die Ausgleichzeiten in der Grössenordnung von etwa 1 sec liegen, erhält man durch den Vergleich mit dem Ausgleich längs des Nickelkonus (s. Kap. C 6). Die Materialkonstante $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ ist bei Silber fast eine Grössenordnung grösser als bei Nickel ($a_{Ag} = 16,5 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$). Dadurch verkleinert sich der Zeitmassstab Abb. 41 um den Faktor 10. Ausserdem sind die maximalen Temperaturunterschiede nur von der Grösse 2 und die Anordnung von 8 Thermistoren auf der Kugeloberfläche sorgt für eine gute Mittelung über die Temperaturverteilung. Dass die Ausgleichszeit in der Grössenordnung von 1 sec liegt, konnte auch experimentell beobachtet werden. Die obere Grenze für das Kugelkalorimeter ist im angegebenen Beispiel ungefähr 20 Joule, dann wird die Schmelztemperatur von Silber erreicht. Durch grössere Kugeln lässt sich diese Grenze ohne Schwierigkeiten erweitern.

6. Eichung, Vergleichsmessung und Ergebnisse

Eine relative Eichung der Kugel ist nicht notwendig. Aus der Masse der Kugel, der spez. Wärme und der Temperatureichung der Thermistoren in der Brücke lässt sich die Eichung direkt durchführen. Bei der grossen Anzahl der verwendeten Thermistoren muss man zwar nicht die Thermistoren selbst, aber die punktförmigen Aralditklebungen infolge ihrer grossen Wärmekapazität berücksichtigen. Die Masse und die spez. Wärme des verwendeten Araldits ist bekannt. Das ist ausreichend zur Berechnung der Korrektur an der Wärmekapazität der Hohlkugel. Es muss ausserdem noch die Reflexion an beiden Flächen der fokussierenden Linse berücksichtigt werden.

Die Berechnung aus der spez. Wärme, der bestimmten Masse und der Thermistoreichung ergab für die Silberkugel von 7 cm Durchmesser und ca. 0,1 mm Wandstärke eine Empfindlichkeit für die Hohlkugel (ohne Linse) von

$$S_{theor.} = 0,22 \text{ J/mV}$$

Die Kugel wurde mit einem Flüssigkeitskalorimeter verglichen /13/. Daraus ergab sich unter Berücksichtigung der Reflexionsverluste für die Kugel $S_{\text{Vergl.}} = 0,23 \text{ J/mV}$. Die Messung ist in Abb. 32 aufgetragen.

Eine direkte Eichung wurde mit einer Wolframbandlampe durchgeführt (Abb.33a) Die spektrale Strahldichte $(L_\lambda)_s$ wird durch eine Filterfunktion $f(\lambda)$ (Filter KG 3-5 mm) beschnitten (Abb. 33b). Daraus folgt in unserem Falle die Strahldichte zu

$$L = \int_{3000 \text{ \AA}}^{9000 \text{ \AA}} (L_\lambda)_s f(\lambda) d\lambda = 1,74 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}} \quad (54)$$

Die Energie, die in der Kugel ankommt ist

$$E = L t F \omega R \quad (55)$$

dabei sind

- t - Bestrahlungszeit
- F - Emissionsfläche
- ω - Raumwinkel
- R - Verluste durch reflektierende Schichten

Eine Messung ist in Abb. 34 gezeigt.

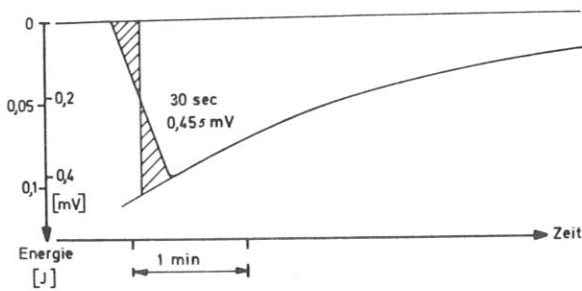


Abb. 34
Eichmessung mit der Wolfram-
bandlampe am Kugelkalorimeter

Dabei gilt $t = 30 \text{ sec}$, $F = 9,6 \text{ mm}^2$,
 $\omega = 2,62 \cdot 10^{-2} \text{ sr}$, $R \approx 0,25$. Daraus folgt

$$E = 9,8 \cdot 10^{-2} \text{ Joule}$$

Gemessen werden 0,455 mV. Das ergibt eine Empfindlichkeit von

$$S_w = 0,21 \text{ J/mV}$$

Der Unterschied zwischen den verschiedenen Eichungen beträgt nur 5 %. Das ist in Anbetracht des grossen Fehlers von etwa 20 % für die Messung, der hauptsächlich aus den ungenau bekannten Verlusten resultiert, eine ausgezeichnete Übereinstimmung.

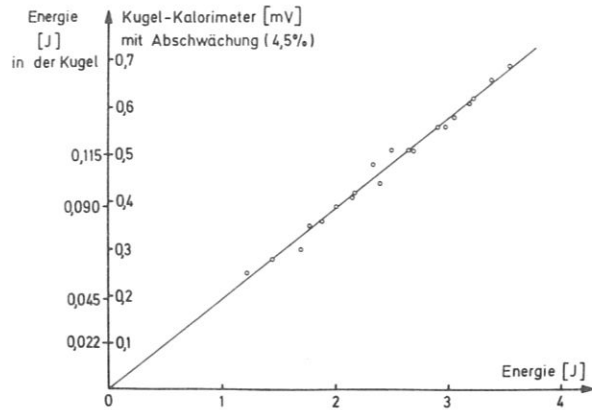


Abb. 32
Vergleich zwischen Kugel- und
Flüssigkeitskalorimeter

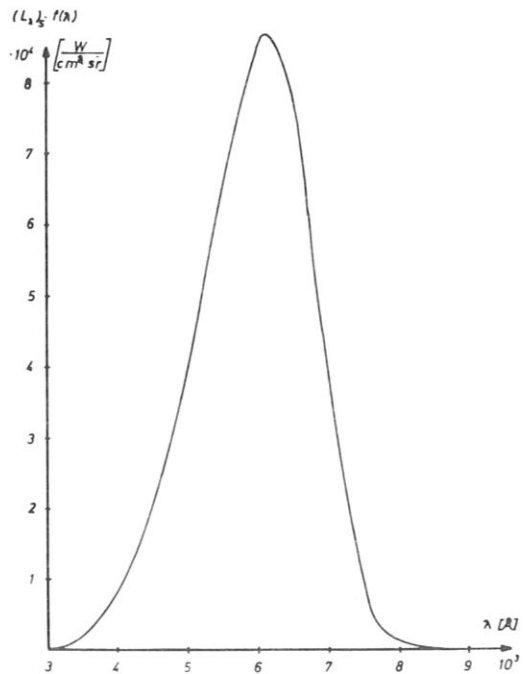
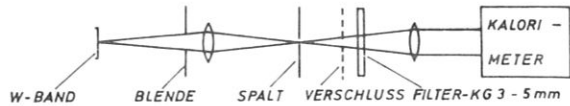


Abb. 33
Eichung mit einer Wolframbandlampe
a) Messaufbau
b) Spektrale Verteilung der Eichstrahlung
mit Filter KG3 (5mm)

Aus den drei unabhängigen Verfahren ergibt sich ein Eichwert von

$$\bar{S} = 0,22 \frac{\text{J}}{\text{mV}}$$

Ein Messbeispiel für einen Laserimpuls (Rubinlaser, 17 nse) ist in Abb. 35 angegeben.

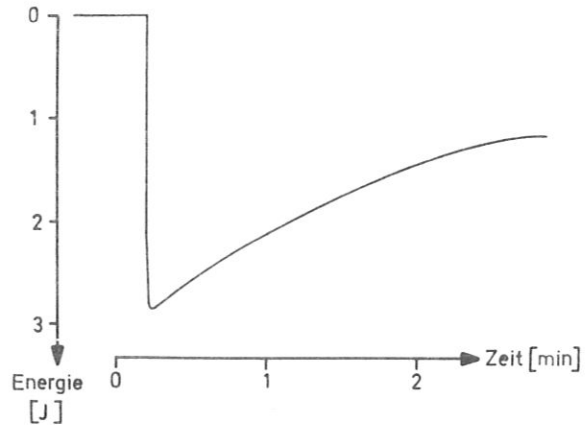


Abb. 35
Laserimpuls mit einem Kugelkalorimeter gemessen

7. Zusammenfassung

Hohlkugelkalorimeter eignen sich gut als Energiemessgeräte für Hochleistungslaser. Sie sind, da sie wellenlängenunabhängig sind, für alle Typen von Impulslaser (Rubin-, Neodym-, Farbstofflaser, gepulste Gaslaser) gut zu verwenden. Die durch die Oberflächenzerstörung gegebene obere Energiegrenze lässt sich durch die Verwendung grösserer Kugelradien leicht zu grösseren Energien verschieben. Die Zerstörung der Fokussierungslinse lässt sich durch die Verwendung geeigneten Materials vermeiden. Die Wärmeleitung des Kugelmaterials spielt nur eine geringe Rolle. Ein gewisser Nachteil im Vergleich zum Konuskalorimeter ergibt sich aus der Notwendigkeit, das Kugelkalorimeter genau zu justieren. Die Erzeugung eines Vakuums von 10^{-2} Torr im Kalorimeter stellt keine prinzipielle Schwierigkeit dar, die Handhabung des Messgerätes wird dadurch etwas komplizierter.

Im Ganzen gesehen stellt das Kugelkalorimeter für Hochleistungslaser ein geeignetes Energiemessgerät dar, das auch für grosse Energien verwendbar ist.

ANHANG A

Berechnung der Energieverteilung im Konuskalorimeter

Um die Temperaturverteilung im Konus anzugeben, ist es notwendig, die Verteilung der Energiedichte der absorbierten Energie $E_{\text{abs}}(l)$ an der Konuswand zu berechnen. l ist die Koordinate längs des Konusmantels. Man geht aus von einem parallel zur Konusachse einfallenden Laserstrahl der Energiedichte $E_r(r)$.

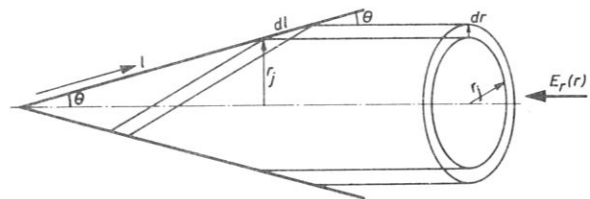


Abb. 36
Einfallender Strahl im Konus

Der Konuswinkel sei θ (Abb. 36). Es werden zuerst berechnet der Reflexionswinkel ψ_n der n -ten Reflexion, der Radius r_n der Konuswand, bei der die n -te Reflexion stattfindet, sowie das zugehörige Kreisringflächenelement df_n .

Sodann werden die Absorptions- und Reflexionskoeffizienten diskutiert. Danach wird die bei der n -ten Reflexion absorbierte Energie berechnet und durch Summation über die Reflexionen die Energieverteilung der absorbierten Energie längs des Konus angegeben. Der Reflexionswinkel ψ_n der n -ten Reflexion lässt sich durch geometrische Betrachtung aus Abb. 37 gewinnen.

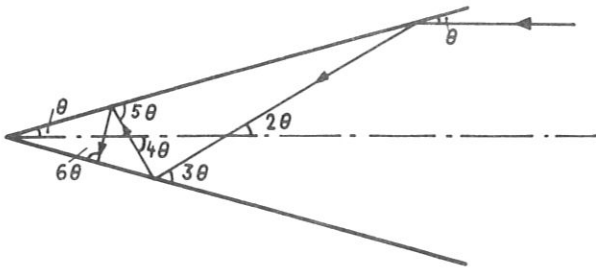


Abb. 37
Reflexionswinkel im Konus

Es ist

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \theta \\ \psi_2 &= 3\theta \\ \psi_3 &= 5\theta \end{aligned}$$

und allgemein gilt

$$\psi_n = (2n-1)\theta \quad (56)$$

Wird $\psi_m \geq 90^\circ$ dann läuft der Strahl wieder nach aussen. Für $\psi_m \geq 90^\circ$ läuft der Strahl in sich zurück. In den anderen Fällen erhält der zurücklaufende Strahl einen Winkel gegen den einlaufenden. Die letzte Reflexion des betrachteten Strahles im Konus erfolgt bei

$$\psi_\ell = 180^\circ - \theta = (2\ell-1)\theta \quad (57)$$

Die Gesamtzahl der im Konus stattfindenden Reflexionen bestimmt sich damit zu

$$\ell = 90/\theta^\circ \quad (58)$$

Wir betrachten im folgenden nur Konen mit ganzzahligen ℓ , zum Beispiel

- $\theta = 10^\circ \quad \ell = 9 \quad (\text{Konus von Büchl, Pfeiffer})$
- $\theta = 15^\circ \quad \ell = 6$
- $\theta = 22,5^\circ \quad \ell = 4$
- $\theta = 30^\circ \quad \ell = 3 \quad (\text{Konus von Hillenkamp /2/})$

Für ungerade ℓ läuft der Strahl in sich zurück, bei geradem ℓ erfolgt der Rücklauf spiegelbildlich zur Konusachse.

Der betrachtete Strahl treffe bei einem Radius r_1 auf die Konuswand. Dann lassen sich aus Abb. 38 die Radien der folgenden Reflexionen berechnen.

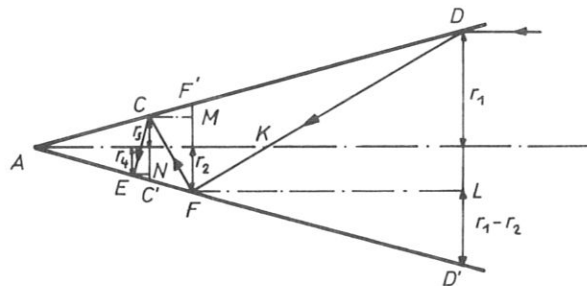


Abb. 38

Radiusänderung bei der Reflexion im Konus

Aus den Dreiecken FLD und FLD' berechnet sich

$$\overline{FL} = \frac{r_1 + r_2}{\tan 2\theta} = \frac{r_1 - r_2}{\tan \theta}$$

und es ist

$$r_2 = r_1 \frac{\tan 2\theta - \tan \theta}{\tan 2\theta + \tan \theta} \quad (59)$$

Für r_3 folgt aus CMF und CMF'

$$\begin{aligned} \overline{CM} &= \frac{r_2 + r_3}{\tan 4\theta} = \frac{r_2 - r_3}{\tan \theta} \\ r_3 &= r_2 \frac{\tan 4\theta - \tan \theta}{\tan 4\theta + \tan \theta} \end{aligned} \quad (60)$$

Für r_4 erhält man aus ENC und ENC'

$$\begin{aligned} \overline{EN} &= \frac{r_3 + r_4}{\tan 6\theta} = \frac{r_3 - r_4}{\tan \theta} \\ r_4 &= r_3 \frac{\tan 6\theta - \tan \theta}{\tan 6\theta + \tan \theta} \end{aligned} \quad (61)$$

Die allgemeine Rekursionsformel lautet

$$r_n = r_{n-1} \frac{\tan 2(n-1)\theta - \tan \theta}{\tan 2(n-1)\theta + \tan \theta} \quad (62)$$

Zwischen 90° und 180° ist der Tangens negativ, dort könnte auch τ_n negativ werden. Das tritt ein, wenn $|\operatorname{tg} \Theta| > |\operatorname{tg} 2(n-1)\Theta|$ oder $(2n-1)\Theta > 180^\circ$ ist. Die linke Seite der Ungleichung ist aber gleich dem Reflexionswinkel ψ_n . Da aber für ψ_n die Einschränkung nach Gl. (57)

$\psi_n \leq \psi_2 < 180^\circ$ gilt, wird τ_n nirgends negativ.

Unter Benutzung der Rekursionsformel erhält man

$$\tau_n = \tau_1 \left(\frac{\operatorname{tg} 2\Theta - \operatorname{tg} \Theta}{\operatorname{tg} 2\Theta + \operatorname{tg} \Theta} \right) \left(\frac{\operatorname{tg} 4\Theta - \operatorname{tg} \Theta}{\operatorname{tg} 4\Theta + \operatorname{tg} \Theta} \right) \dots \left(\frac{\operatorname{tg} 2(n-1)\Theta - \operatorname{tg} \Theta}{\operatorname{tg} 2(n-1)\Theta + \operatorname{tg} \Theta} \right) \quad (63)$$

$$\tau_n = \tau_1 \cdot (-1)^{\prod_{k=1}^{n-1} \frac{\operatorname{tg} 2(k-1)\Theta - \operatorname{tg} \Theta}{\operatorname{tg} 2(k-1)\Theta + \operatorname{tg} \Theta}} \quad (63a)$$

Der Faktor (-1) ergibt sich zur Kompensation des neg. Vorzeichens für $k = 1$.

Die Kreisringflächenelemente berechnen sich aus

$$df_n = 2\pi r_n dl_n \quad (64)$$

Nach Abb. 39 bleibt das Längenelement dr bei der Reflexion erhalten $dr = dr'$.

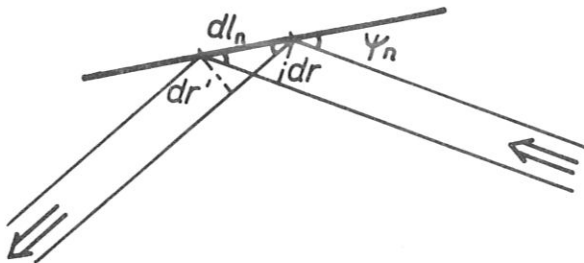


Abb. 39

Strahlquerschnitt bei der Reflexion im Konus

Das Längenelement längs des Konusmantels dl_n ist

$$dl_n = \frac{dr}{\sin \psi_n} \quad (65)$$

Damit ergibt sich als Oberflächenelement

$$df_n = 2\pi r_n \frac{dr}{\sin \psi_n} \quad (66)$$

Die Reflexions- und Absorptionskoeffizienten S_i, α sind Funktionen des Einfallswinkels, der Wellenlänge, des Materials und der

Polarisation. Über die Abhängigkeit von der Polarisation wird gemittelt, um die Rechnung zu vereinfachen. Der Laserstrahl selbst ist im allgemeinen linear polarisiert, welches eine verschiedene Absorption auf dem Konus parallel und senkrecht zur Polarisation zur Folge hat. Im hinteren Teil des Konus wird dieser Fehler dadurch gemildert, dass der ursprünglich linear polarisierte Laserstrahl bei der metallischen Reflexion elliptisch polarisiert wird.

Für die Reflexionskoeffizienten für die Intensität erhält man nach /20/

$$R_s = S_s(\psi_n) = \frac{(n_c - \sin \psi_n)^2 + n_o^2 \mathcal{K}^2}{(n_c + \sin \psi_n)^2 + n_o^2 \mathcal{K}^2} \quad (67a)$$

$$R_p = S_p(\psi_n) = \frac{(n_c \sin \psi_n - 1)^2 + n_o^2 \mathcal{K}^2 \sin^2 \psi_n}{(n_c \sin \psi_n + 1)^2 + n_o^2 \mathcal{K}^2 \sin^2 \psi_n} \quad (67b)$$

Für n_c und \mathcal{K} wurden benutzt /21/

Cu	$n_c = 0,62$	$\mathcal{K} = 4,14$	$n_c \mathcal{K} = 2,57$
Ni	$n_c = 1,58$	$\mathcal{K} = 2,16$	$n_c \mathcal{K} = 3,42$
Ag	$n_c = 0,20$	$\mathcal{K} = 17,2$	$n_c \mathcal{K} = 3,44$

Die Koeffizienten als Funktion von ψ_n sind in Abb. 13 aufgetragen.

Für die Absorptionskoeffizienten α_n^2 gilt

$$\alpha_n^2 = 1 - S_n^2 \quad (68)$$

Die Energiedichte der bei der nten Reflexion absorbierten Energie berechnet sich zu

$$E_n = \alpha_n^2 \frac{P_n}{df_n} \quad (69)$$

α_n^2 = Absorptionsvermögen

P_n = auf das Kreisringelement df_n einfallende Energie [J]

Die einfallende Energie P_n ergibt sich aus der rotationssymmetrisch zur Konusachse einfallenden Primärenergie $E_r(r)$. Sie kann in vielen Fällen gut durch eine Cosinusfunktion beschrieben werden.

Für die 1. Reflexion falle die Energie

$$P_1 = 2\pi r_j^2 dr E_r(r_j) \quad (70)$$

auf den Kreisring zwischen r_j und $r_j + dr$ ein (Abb. 36). Dann gilt

$$E_1(r_j) = \alpha_1^2 \frac{2\pi r_j^2 dr E_r(r_j)}{2\pi r_j^2 dr / \sin \theta} = \alpha_1^2 \sin \theta E_r(r_j) \quad (71)$$

Es wird die Energie

$$P_2 = S_1^2 2\pi r_j^2 dr E_r(r_j) \quad (72)$$

reflektiert. Diese fällt jetzt auf den Konusring zwischen r_2 und $r_2 + dr_2$ ein. Es wird absorbiert

$$E_2(r_j) = \alpha_2^2 \frac{S_1^2 2\pi r_j^2 dr E_r(r_j)}{2\pi r_2^2 dr / \sin 3\theta} = \alpha_2^2 S_1^2 \sin 3\theta \frac{\tan 2\theta + \tan \theta}{\tan 2\theta - \tan \theta} E_r(r_j) \quad (73)$$

Reflektiert wird

$$P_3 = S_2^2 S_1^2 2\pi r_j^2 dr E_r(r_j) \quad (74)$$

Bei der 3. Reflexion wird absorbiert

$$E_3(r_j) = \alpha_3^2 S_1^2 S_2^2 \sin 5\theta \frac{\tan 2\theta + \tan \theta}{\tan 2\theta - \tan \theta} \cdot \frac{\tan 4\theta + \tan \theta}{\tan 4\theta - \tan \theta} E_r(r_j) \quad (75)$$

Für die nte Reflexion erhält man die folgende absorbierte Energie

$$E_n(r_j) = \frac{\alpha_n^2}{S_n^2} \sin[(2n-1)\theta] E_r(r_j) \cdot (-1) \prod_{k=1}^{n-1} S_k^2 \frac{\tan 2(k-1)\theta + \tan \theta}{\tan 2(k-1)\theta - \tan \theta} \quad (76)$$

Betrachtet man eine bestimmte Stelle des Konus, die man entweder durch den Radius r_i oder durch die Mantelstrecke $l_i = r_i / \sin \theta$ kennzeichnen kann, so muss man über alle an dieser Stelle stattfindenden Reflexionen bzw. Absorptionen summieren. Zu beachten ist die Wahl des richtigen Radius r_j für die zu jeder Reflexion gehörige einfallende Strahlung $E_r(r_j)$. Für die 1. Reflexion gilt $r_i = r_j$. Für die 2. Reflexion ist

$$r_j = r_i \frac{\tan 2\theta + \tan \theta}{\tan 2\theta - \tan \theta} \quad (77)$$

und für die nte Reflexion

$$r_j = r_i \cdot (-1) \prod_{k=1}^{n-1} \frac{\tan 2(k-1)\theta + \tan \theta}{\tan 2(k-1)\theta - \tan \theta} \quad (78)$$

Die absorbierte Energie ergibt sich somit zu

$$E_{ab.}(r_i) = \alpha_1^2 \sin \theta E_r(r_i) + \alpha_2^2 S_1^2 \sin 3\theta \frac{\tan 2\theta + \tan \theta}{\tan 2\theta - \tan \theta} E_r \left\{ r_i \frac{\tan 2\theta + \tan \theta}{\tan 2\theta - \tan \theta} \right\} + \dots$$

$$\dots + \frac{\alpha_n^2}{S_n^2} \sin(2n-1)\theta E_r \left\{ (-1) r_i \prod_{k=1}^{n-1} \frac{\tan 2(k-1)\theta + \tan \theta}{\tan 2(k-1)\theta - \tan \theta} \right\} \cdot (-1) \prod_{k=1}^{n-1} S_k^2 \frac{\tan 2(k-1)\theta + \tan \theta}{\tan 2(k-1)\theta - \tan \theta} \quad (79)$$

In einer Beziehung zusammengefasst

$$E_{abs}(\tau) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n}{\sum_{n=1}^{\infty} 2n} \sin(2n-1)\theta \cdot (-1)^n E_r \left\{ (-1)^n \prod_{k=1}^n \frac{\lg 2(k-1)\theta + \lg \theta}{\lg 2(k-1)\theta - \lg \theta} \right\} \cdot \prod_{k=1}^n \delta_k^2 \frac{\lg 2(k-1)\theta + \lg \theta}{\lg 2(k-1)\theta - \lg \theta} \quad (79a)$$

Setzt man geeignete Anfangsverteilungen für $E_r(r)$ ein, so lässt sich die Verteilung der absorbierten Energie pro Flächeneinheit berechnen. Mit dem Ansatz der Gl. (40)

$$E_r(r) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{r}{R}\right) N_c T/2 & , \tau \leq R \\ 0 & , \tau > R \end{cases}$$

ergibt sich E_{abs} [J/cm²], wie es in Abb. 19 und 20 aufgetragen ist.

ANHANG B

Abschätzung der Wärmeleitung im Konuskalorimeter

1. Die Wärmeleitung in radialer Richtung

Von der durch den Laser erhitzten Innenwand des Konus breitet sich die Wärme durch Leitung bis zur Aussenwand des Konus aus. Das bei der Absorption der Laserstrahlung entstandene Temperaturprofil längs einer Mantellinie bleibt dabei vorerst erhalten, da die Wandstärke wesentlich kleiner ist als die Längsausdehnung des Konus. Die Ausbreitung der Wärme in radialer Richtung kann dabei in guter Näherung eindimensional betrachtet werden. Als Modell wird die Wärmeleitung in einem gegen die Umgebung wärmeisolierten Stab betrachtet, der an einem Ende durch einen Wärmeimpuls aufgeheizt wird. Berechnet werden die Temperaturverteilungen zu verschiedenen Zeiten. Man geht aus von der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{r(x,t)}{\mu \cdot c} \quad , \quad a = \lambda / \mu c \quad (80)$$

- λ = Wärmeleitfähigkeit
- μ = Massendichte
- c = spez. Wärme

mit der Wärmequellenverteilung

$$r(x,t) = \frac{Q_0}{F} \delta(x) \delta(t) \quad (81)$$

- Q_0 = absorbierte Energie
- F = Fläche

Ausserdem gilt $T(x,0) = 0$ als Anfangsverteilung, d. h. berechnet wird die Temperaturdifferenz zur Anfangstemperatur. Man erhält die Temperaturverteilung durch Anwendung der Spiegelungsmethode /22/

$$T(x,t) = \frac{Q_0 \Theta(t)}{F \mu c \sqrt{\pi a t}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-2n\ell)^2}{4at}} \quad , \quad \Theta(t) = \begin{cases} 0 & , t \leq 0 \\ 1 & , t > 0 \end{cases} \quad (82)$$

ℓ = Stablänge = Wandstärke des Konus

Für Nickel mit einer Wandstärke von 0,3 mm und $\alpha = 2,03 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$ ergeben sich die in Abb. 40 angegebenen Verteilungen. Die Reihe (82) konvergiert so gut, dass es genügt die Glieder von $n=-2$ bis $n=2$ zu summieren. Aus Abb. 40 ist ersichtlich, dass der radiale Temperaturengleich in weniger als 10^{-2} sec erfolgt.

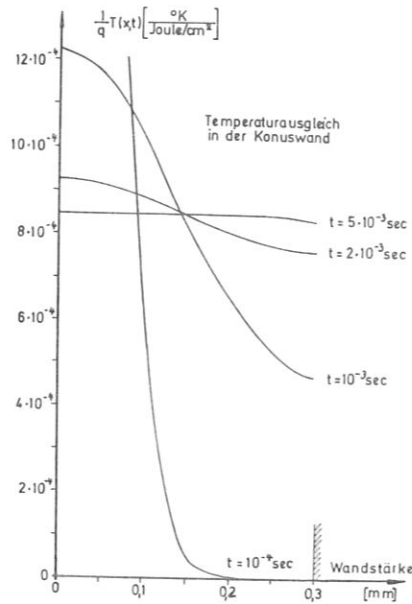


Abb. 40
Temperaturausgleich in der Konuswand

2. Wärmeleitung in axialer Richtung

Für die Geometrie des Hohlkonus ist die Berechnung des axialen Temperaturausgleichs sehr kompliziert. Um eine grobe Abschätzung der Ausgleichszeit zu bekommen, kann man auf das Stabmodell zurückgreifen. Es ist jedoch zu erwarten, dass sich für die berechneten Ausgleichzeiten nur die richtige Größenordnung ergibt. Die wahren Ausgleichzeiten dürften länger sein, da die wachsende Masse von der Spitze zur Öffnung des Konus in der Wirkung einer Verlängerung des Stabes entspricht. Es wird in der Rechnung wieder ausgegangen von einem wärmeisolierten Stab, der an einem Ende kurzzeitig aufgeheizt wird. Die Verteilung der Wärmequellen ist wieder durch (82) gegeben. Da die zu erwartenden Ausgleichszeiten im Verhältnis zur radialen Wärmeleitung lang sein werden, ist es günstiger statt der Spiegelmethode einen Fourierreihenansatz /22/ zu machen.

$$T(x,t) = \frac{2r_0}{\mu c l} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\alpha \pi^2}{l^2} t n^2} \cdot \cos \pi n \frac{x}{l} \quad (83)$$

Für einen Nickelstab der Länge $l = 5 \text{ cm}$ sind die Temperaturverteilungen für verschiedene Zeiten in Abb. 41 dargestellt. Wenn man sich eine bestimmte Genauigkeit vorgibt, sieht man, dass die Anzahl der zur Berechnung notwendigen Glieder stark von der betrachteten Zeit abhängt. Für $t = 1 \text{ sec}$ wurden 17 Terme berücksichtigt $n = 0, \pm 1 \dots \pm 8$, während für $t = 60 \text{ sec}$ der Term für $n = 0$ genügt. Der Temperaturausgleich ist nach etwa 1 Minute erfolgt. Die zugrunde liegende Anfangsbedingung: kurzzeitige Wärmequelle bei $x = 0$ ist in Wirklichkeit nicht erfüllt. In Wirklichkeit liegt die Verteilung der Abb. 24 vor, jedoch mit den beim Ausgleich durch die Konuswand entstehenden kleineren Absolutwerten. Diese Verteilung entspricht in Näherung der Verteilung für $t = 1 \text{ sec}$ in Abb. 41. Da diese Zeit klein ist gegen die Gleichverteilungszeit von $\approx 60 \text{ sec}$, entsteht durch die in der Rechnung benutzte Anfangsbedingung kein grosser Fehler.

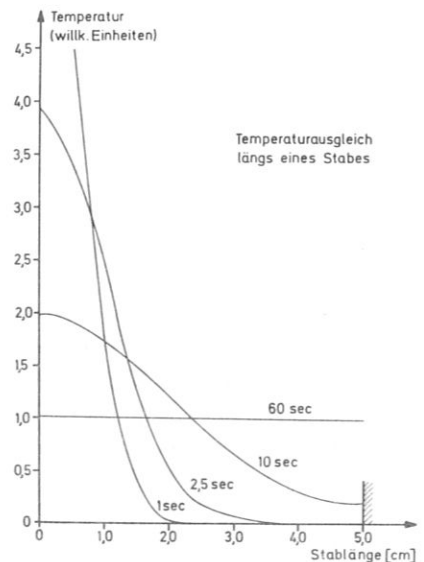


Abb. 41
Temperaturausgleich längs der Konuswand

ANHANG C

Berechnung der Energieverteilung im Hohlkugelkalorimeter

Der Laserstrahl wird durch eine Linse in die Öffnung der Hohlkugel fokussiert (Abb. 42). Das Licht tritt mit einem Öffnungswinkel in die Kugel ein. In der Kugel wird es mehrfach reflektiert. Die Reflexionen sind rotationssymmetrisch zur Verbindungslinie Kugelmittelpunkt, Eintrittsöffnung. Es wird angenommen, dass der Anteil, der durch die Eintrittsöffnung die Kugel wieder verlässt, vernachlässigt werden kann. Wenn E_1 die einfallende Energie ist, ist die absorbierte Energie pro Flächeneinheit bei der 1. Reflexion $A E_1 / F_1$, bei der 2. Reflexion $A E_2 / F_2$ usw. A ist der Absorptionskoeffizient des Materials und F_n die jeweilige bestrahlte Fläche.

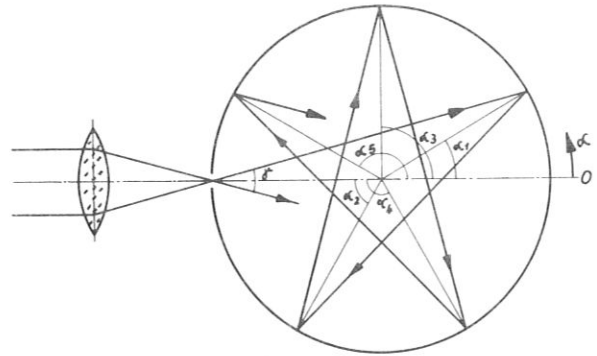


Abb. 42

Reflexion in der Hohlkugel

$$F_n = \frac{\pi D^2}{2} (1 - \cos \alpha_n) \quad (84)$$

Für den Winkel α_n erhält man aus der Geometrie der Kugel

$$\alpha_n = n \cdot \alpha_1 \quad (85)$$

Wird $\alpha_n > 180^\circ$, dann kann man schreiben

$$\alpha_n = 180 \cdot k + \delta_n \quad \text{mit} \quad \delta_n < 180^\circ \quad (86)$$

Die Flächenbeziehung ist dann zu erweitern auf

$$F_n = \frac{\pi D^2}{2} [1 + 2k - \cos \delta_n] \quad (87)$$

d.h. bei jeder Vergrößerung um 180° wird zur Kugeloberfläche πD^2 hinzugefügt. Die Energie E_n ist die bei der nten Reflexion einfallende Energie. Sie berechnet sich einfach aus der Energie E_{n-1} , die bei der (n-1)-ten Reflexion einfällt und kann so auf die ursprünglich einfallende Energie E_1 zurückgeführt werden.

$$E_n = R E_{n-1} = R^{n-1} E_1 \quad (88)$$

Bei der nten Reflexion wird die folgende Energie pro Flächeneinheit absorbiert

$$\frac{A E_n}{F_n} = \frac{2 A}{\pi D^2} \frac{E_1 R^{n-1}}{1 + 2k - \cos \delta_n} \quad (89)$$

Um die an einer bestimmten Stelle absorbierte Energie pro Flächeneinheit zu berechnen, muss man über alle an dieser Stelle stattfindenden Reflexionen summieren. Die Oberfläche der Kugel kann durch den Winkel α (Abb. 42) charakterisiert werden, da wir Rotationssymmetrie haben. Ob nun an einer Stelle eine Reflexion stattfindet oder nicht, wird durch eine Funktion $\Theta(\alpha, n)$ beschrieben. Für $\Theta(\alpha, n)$ erhält man folgende komplizierte Vorschrift:

Ungerade Reflexionen ($n = 1, 3, 5 \dots$)

$$\Theta(\alpha, n) = \Theta(n \alpha_1 - \alpha) = \Theta(180^\circ k + \delta - \alpha) = \begin{cases} k \text{ gerade} & \begin{cases} k, & \alpha > \delta \\ k+1, & \alpha < \delta \end{cases} \\ k \text{ ungerade} & \begin{cases} k, & \alpha < 180^\circ - \delta \\ k+1, & \alpha > 180^\circ - \delta \end{cases} \end{cases} \quad (90a)$$

Gerade Reflexionen ($n = 2, 4, 6, \dots$)

$$\Theta(\alpha, n) = \Theta(\alpha + n\alpha_1 - 180^\circ) = \Theta(180^\circ(k-1) + \delta + \alpha) = \begin{cases} k_{\text{gerade}} & \begin{cases} k & , \alpha < 180^\circ - \delta \\ k+1 & , \alpha > 180^\circ - \delta \end{cases} \\ k_{\text{ungerade}} & \begin{cases} k & , \alpha > \delta \\ k+1 & , \alpha < \delta \end{cases} \end{cases} \quad (90b)$$

Die absorbierte Energie pro Flächeneinheit ist damit

$$E_{\text{abs}}(\alpha) = \frac{2AE_1}{\pi D^2} \sum_n \frac{R^{n-1} \Theta(\alpha, n)}{1 + 2K(n) - \cos \alpha} \epsilon_n \quad (91)$$

Diese Beziehung kann man numerisch auswerten. Zur Berechnung der Temperaturverteilung kann man unter der Annahme, dass am Ende des Laserimpulses (nsec-Bereich) eine Schicht von der Dicke der Lichtwellenlänge λ ($\approx 1 \mu$) aufgeheizt ist, für die Temperaturerhöhung schreiben

$$\Delta T = \frac{E_{\text{abs.}}}{S \lambda c} \quad (92)$$

Für die Berechnung wurde eine Silberkugel ($D=7 \text{ cm}$, $\rho = 10,5 \text{ g/cm}^3$, $c=0,24 \text{ J/g Grad}$, für Rubinlaser $A=0,05$, $R_R=0,95$ und für Nd-Laser $A_N=0,025$, $R_N=0,975$) ein Öffnungswinkel $\gamma = 30^\circ$ sowie eine in die Kugel einfallende Energie von 10 Joule angenommen. Die "eckige" Verteilung (Abb. 31) entsteht durch die Verwendung von $\gamma = 30^\circ$. Für andere Winkel würde eine Verschmierung eintreten. Mit Ausnahme der Fläche, die direkt vom einfallenden Strahl getroffen wird, wird die Kugelinnenfläche relativ gleichmässig aufgeheizt. An der Einfallsstelle ist die Temperatur um einen Faktor 1,5 - 2 höher. Für einen Neodymlaserstrahl ist infolge des geringeren Absorptionskoeffizienten die Aufheizung etwas gleichmässiger als für einen Rubinlaserstrahl.

ANHANG D

Messung der Polarisation mit dem Mach'schen Kegelanalysator

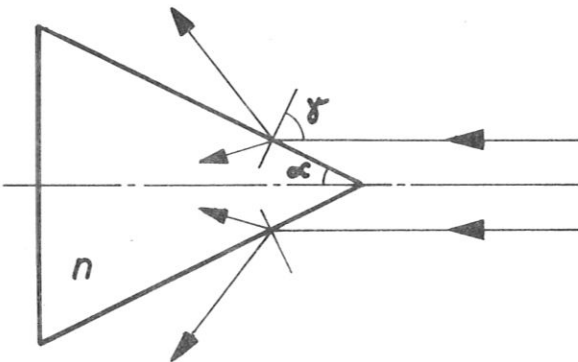


Abb. 43
Reflexion am Mach'schen Kegel

Die von Impulslasern emittierte Strahlung ist in den meisten Fällen linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung kann leicht mit einem Schuss durch den Mach'schen Kegelanalysator bestimmt werden. Es wird die Eigenschaft von dielektrischen Flächen ausgenutzt, dass unter dem Brewsterwinkel keine Reflexion stattfindet, wenn der Strahl in der Einfallsebene polarisiert ist. Das Licht falle in einem Parallelbündel längs der Kegelachse ein (Abb. 43). Der Kegelwinkel α ist so gewählt, dass für den Einfallswinkel γ das Brewster'sche Gesetz erfüllt ist.

$$\tan \gamma = n \quad (93)$$

Damit ist $\alpha = 90^\circ - \gamma \quad (94)$

Ist der Lichtstrahl linear polarisiert, so treten bei der Reflexion am Kegel alle Winkel zwischen dem \vec{E} -Vektor und der Einfallsebene auf. In der Richtung, in der \vec{E} in der Einfallsebene liegt, erfolgt keine Reflexion. Legt man einen Streifen Fotopapier in kleinem Abstand um den Kegel, so findet man eine durchgehende Schwärzung, die von zwei hellen Stellen unterbrochen wird. Der Durchmesser, der diese beiden Stellen verbindet, gibt die Richtung des \vec{E} -Vektors an.

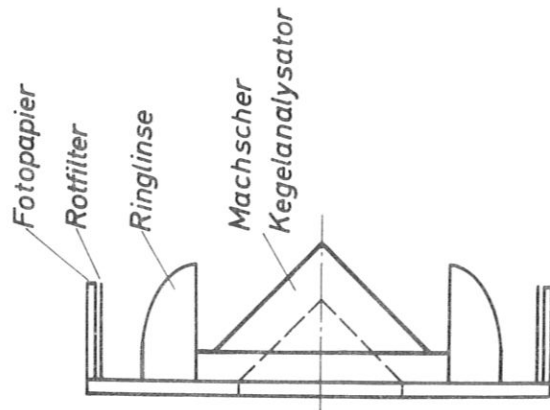


Abb. 44
Messaufbau für die Polarisationsmessung

In der praktischen Ausführung (Abb. 44) wurde der Kegel aus Plexiglas ($n=1.4$ für 5893 \AA) gedreht. Da die Intensität des reflektierten Lichtes nicht ausreicht, um belichtete entwickelte Fotoschichten (z.B. Polaroid-fotos) zu verbrennen und um das reflektierte Licht

besser zu erkennen, wurde der Parallelstrahl nach der Reflexion durch eine Ringlinse (ebenfalls aus Plexiglas gedreht) ($f \approx 7$ cm) fokussiert. Die Registrierung erfolgt auf Brovira Positivpapier (normal), welches hinter einer Rotfolie sitzt und anschliessend normal entwickelt wird. Durch die Rotfolie, die als Einlegtasche ausgebildet ist, ist es möglich, mit dem Gerät bei gedämpftem Tageslicht zu arbeiten. Der Fehler der Auswertung (Abb. 45) ergibt sich daraus, wie genau sich die Stellen minimaler Schwärzung festlegen lassen. Wenn dies auf ca. 5 mm möglich ist, dann bedeutet das bei Berücksichtigung, dass beide hellen Stellen benutzt werden (d.h. ± 5 mm) bei einer Länge des Messtreifens von 290 mm einen Winkelfehler von $\pm 6^\circ$. Dieser Wert dürfte in den meisten Fällen ausreichen. Eine Verbesserung ist sicher durch etwas stärkere Belichtung und längere Brennweite möglich.

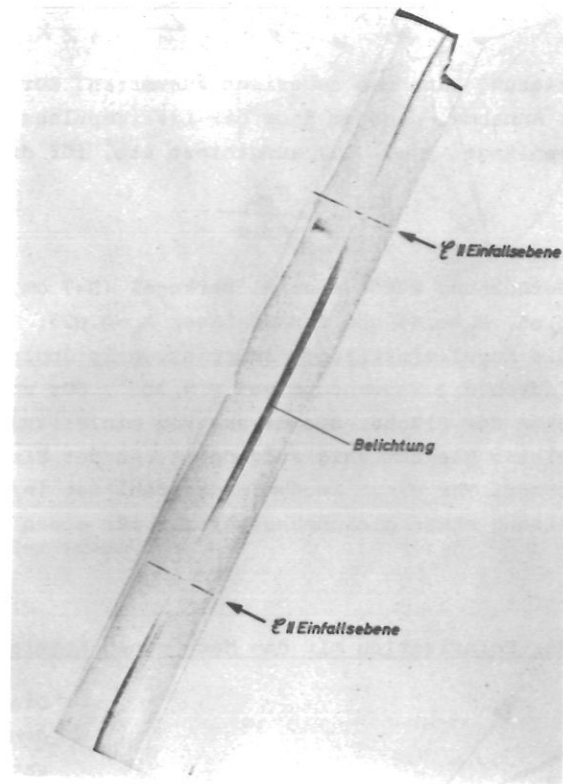


Abb. 45
Belichteter Film

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 CH. W. BRUCE, E. H. COLLET: Pulse Laser Instrumentation, Air Force Weapons Lab. Kirtland WL-TR-64-127, Juni 1965
- 2 F. HILLENKAMP: Ein absolut messendes Laser-Kalorimeter hoher Genauigkeit, Diss. TH München 1966
- 3 D. E. KILLICK, D. A. BATEMEN, D. R. BROWN, T. S. MOSS and E. T. DE LA PERRELLE, Power and Energy Measuring Techniques for Solid State Lasers, Infrared Phys. 6, 85-109, 1966
- 4 D. ROSS: Laser, Akad. Verlagsges. Frankfurt/M. 1966, S. 278
- 5 T. LI and S. D. SIMS: A Calorimeter for Energy Measurements of Optical Masers, Appl. Opt. 1, 325, 1962
- 6 G. BIRNBAUM and M. BIRNBAUM: Measurement of Laser Energy and Power, Proc. IEEE 55, 1026, 1967
- 7 B. F. SCOTT: Fabrication and Performance of Cone Calorimeters for Laser Energy Measurements, J.Sci.Inst. 43, 685, 1966
- 8 V. S. ZUEV and P. G. KRYUKOV: Calorimeter for Measuring the Radiation Energy of Optical Quantum Generators, Sov. Phys.-Instr. and Exp. Techn. 3, 563, 1963
- 9 A. J. SCHMIDT and R.C. GREENHOW: An Absolute Method for Measuring the Energy Output of a Laser, J. Sci. Instr. 44, 468, 1967
- 10 A. J. SCHMIDT and R. C. GREENHOW: A Practical Laser Output Meter, J. Sci. Instr. Ser. 2, 2, 438, 1969
- 11 F. HILLENKAMP: On the Calibration of Laser-Cone-Calorimeters, J. Sci. Instr. Ser. 2, 1, 1022, 1968
- 12 L. BUTTNER: Messung der Energie und der Leistung des Laserstrahls, Int. Elektronische Rundschau 22, 221, 1968
- 13 R. SIGEL: Ein Flüssigkeitskalorimeter zur Messung der Energie von Laserimpulsen, Report Institut für Plasmaphysik Garching, IPP 3/86, Februar 1969
- 14 D. A. JENNINGS: Calorimetric Measurement of Pulsed Laser Output Energy, IEEE Transactions on Instr. and Meas. Vol. IM-15, 161, 1966
- 15 B. F. SCOTT: Laser Energy Measurements with a Liquid absorption Cell, J. Sci. Instr. 43, 940, 1966
- 16 E. K. DAMON and J. T. FLYNN: A Liquid Calorimeter for High-Energy Lasers, Apd.Opt. 2, 163, 1963
- 17 E. BAYER and G. SCHAACK: A Laser Calorimeter for a Wide Power Range, J. Sci. Instr. Ser. 2, 2, 208, 1969
- 18 D. A. MC SPARRON, C.A. DOUGLAS and H. L. BADGER: Radiometric Methods for Measuring Laser Output, NBS Techn. Note 418, Nov. 1967
- 19 H. HAHN: Thermistoren, Deckers Verlag G. Schenck, Hamburg, 1965
- 20 W. MACKE: Wellen, Akad. Verlagsges. Leipzig, 1958, S. 445
- 21 M. BORN and E. WOLF: Principles of Optics, Pergamon Press 1964
- 22 W. MACKE: Statistik, Akad. Verlagsgesell. Leipzig 1962, S. 30 u. S. 303
- 23 F. HILLENKAMP: Influence of Interference Fringes of Equal Indination on the Reflection of Laser Beams from Plane Parallel Plates, Appl. Opt. 8, 351, 1969
- 24 H. MAYER: Physik Dünner Schichten, Wiss. Verlagsges. Stuttgart 1950