

Optische Eigenschaften der Kollektorabdeckung

# Teil IV Physikalische Grundlagen zur Berechnung von Flachkollektoren

Von Dr. Ulf Bossel, Göttingen

Fortsetzung des Beitrags aus den Heften 4, 5 und 6/76.

Zwischen der Sonne und dem Absorber befindet sich die lichtdurchlässige Abdeckung, deren Funktion die gleiche ist wie die einer Isolierverglasung: die Strahlung soll durch das Fenster gelangen, die Wärme aber soll möglichst am Austritt aus dem Kollektorkasten gehindert werden. Die Abdeckung des Kollektors ist mit einem fest eingebauten Fenster vergleichbar, das im Laufe des Tages von unterschiedlichen Richtungen angestrahlt wird. Es ist deshalb sinnvoll zu untersuchen, wie sich die optischen Eigenschaften dieser Abdeckung als Funktion des Einfallswinkels  $\Theta$  der Strahlung verändern.

Im wesentlichen sind es drei Effekte, die in diesem Zusammenhang berücksichtigt werden müssen:

- a) die optische Flächenverkleinerung bei schräger Anstrahlung nach dem Lambert'schen Kosinusetz,
- b) die Strahlungsreflexion an den Glasflächen, die ebenfalls eine Funktion des Einfallswinkels ist und
- c) die Absorption von Strahlung im Abdeckmaterial.

Diese drei optischen Effekte sollen nun nacheinander beschrieben werden.

### Optische Flächenverkleinerung

Das Lambert'sche Gesetz besagt, daß eine schräg angestrahelte Fläche nur diejenige Strahlungsmenge empfängt,

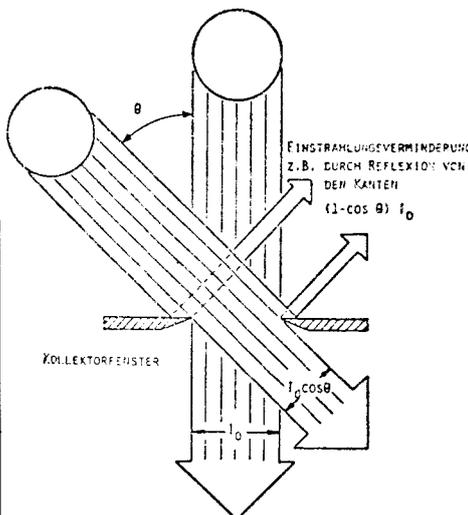


Bild 18: Das Gesetz von Lambert (Kosinusetz).

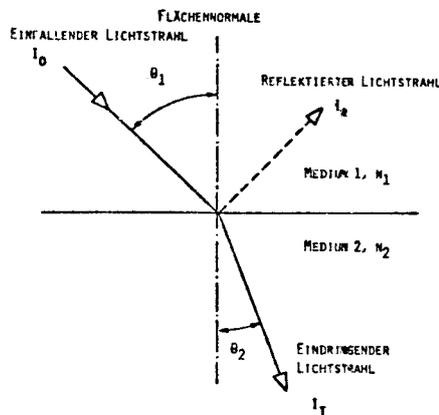


Bild 19: Das Gesetz von Snellius

die dem Produkt aus Fläche A und dem Kosinus  $\Theta$  entspricht. Für einen Kollektor ist, wie Bild 18 zeigt, die durch den Kollektorrahmen begrenzte Fensteröffnung des Kollektors eine vorgegebene Größe, während die Sonne im Laufe des Tages über das Gerät hinwegwandert. Am frühen Morgen und späten Nachmittag sieht die Sonne den Kollektor nur als schmalen Schlitz, während sie zur Mittagszeit die volle Fensteröffnung bescheinen kann. Das Lambert'sche Gesetz gilt also unabhängig von der inneren Geometrie des Kollektors, von der Gestaltung des Absorbers usw. und stellt eine obere Begrenzung für die maximale Energieaufnahme dar. Auch der raffinierteste Flachkollektor kann nicht mehr Energie abgeben als durch das Produkt

$$(28) P = P_{\text{ein}} A_{\text{Koll}} \cos \Theta$$

bestimmt wird. Ferner sind nach diesem Gesetz gute Kollektorleistungen nur dann zu erwarten, wenn der Wärmesammler nahezu senkrecht angestrahlt wird.

### Strahlungsreflexion durch die Abdeckung

Bei schrägem Eintritt von Strahlung von einem in ein anderes Medium gilt das Brechungsgesetz von Snellius

$$(28) n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2$$

d.h., je größer der jeweilige Brechungsindex  $n$ , desto größer ist auch die Ablenkung des Strahls zur Flächennormalen hin. Bild 19 verdeutlicht die Zusammenhänge. In dieser Skizze

ist  $I_0$  der einfallende Lichtstrahl,  $I_t$  der durchgelassene und  $I_r$  der an der ersten Oberfläche reflektierte Anteil. Bei der Reflexion an der Oberfläche spielt die Polarisation der einfallenden Strahlung eine bedeutende Rolle. Für die vom einfallenden Strahl und der Flächennormalen gebildete Polarisationssebene (Index "s" für "senkrecht") wird gemäß Bild 20 der Anteil

$$(29) \zeta_s = \frac{\sin^2(\Theta_2 - \Theta_1)}{\sin^2(\Theta_2 + \Theta_1)}$$

für die vom Strahl und der Oberflächenschnittlinie gebildeten Polarisationssebene (Index "p" für "parallel")

$$(30) \zeta_p = \frac{\tan^2(\Theta_2 - \Theta_1)}{\tan^2(\Theta_2 + \Theta_1)}$$

des einfallenden Lichts reflektiert. Im Mittel werden also

$$(31) \zeta = 0,5 (\zeta_s + \zeta_p) = I_r/I_0$$

der einfallenden Strahlungsintensität bereits an der ersten Oberfläche zurückgeworfen. Die Mittelwertbildung nach Gleichung (31) ist natürlich nur für unpolarisiertes Licht zulässig.

Bei senkrechtem Einfall vereinfacht sich Gleichung (31) zu

$$(32) \zeta(0) = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2$$

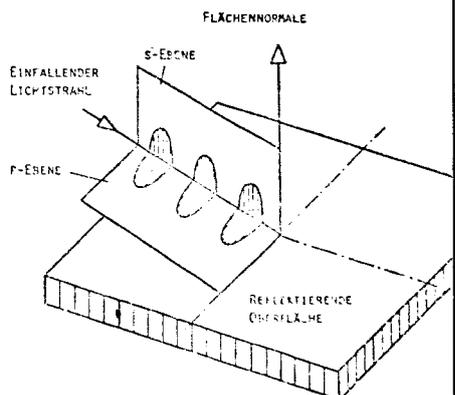


Bild 20: Darstellung der Polarisationsebenen bei der Reflexion an spiegelnden Oberflächen

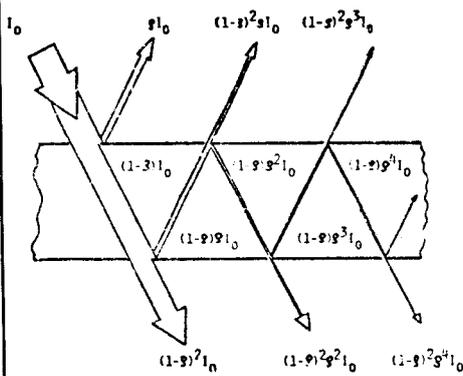


Bild 21: Mehrfachreflexion in einer Glasscheibe

bzw. beim Übergang von Luft ( $n=1$ ) in irgendein anderes Medium mit dem Brechungsindex  $n$

$$(33) \zeta(0) = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

Für Glas ( $n = 1,526$ ) werden bei senkrechtem Einfall

$$(34) \zeta(0) = \left(\frac{0,526}{2,526}\right)^2 = 0,04336$$

des einfallenden Lichts bereits an der ersten Oberfläche der Glasabdeckung reflektiert. Das sind immerhin über 4 % der verfügbaren Strahlungsmenge.

Berücksichtigt man auch die Reflexion an der Rückseite der Abdeckscheibe, wie Bild 21 zeigt, so ergibt sich für den durchgelassenen Anteil  $\tau_{r,1}$  bei einer einschichtigen Abdeckung

$$(35) \tau_{r,1} = (1 - \zeta) 2 \sum_{i=1}^{\infty} \zeta^i =$$

$$\frac{(1 - \zeta)^2}{(1 - \zeta^2)} = \frac{1 - \zeta}{1 + \zeta}$$

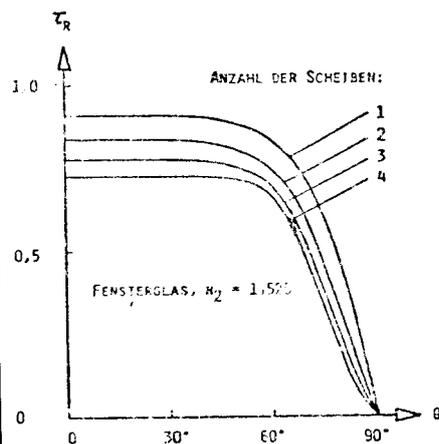


Bild 22: Einfluß der Scheibenzahl auf die Strahlungsreflexion

Für  $N$  hintereinander angeordnete Abdeckscheiben kann man für jede Polarisationsebene nach gleichem Schema ermitteln (s. z.B. Duffie & Beckman<sup>1</sup>):

$$(36) \tau_{r,N} = \frac{1 - \zeta}{1 + (2N - 1) \zeta}$$

Für den trotz Reflexion durchgelassenen Anteil der Strahlung bildet man den Mittelwert über beide Polarisationsanteile und erhält

$$(37) \tau_r(\Theta) = 0,5 (\tau_{r,s}(\Theta) + \tau_{r,p}(\Theta)) = 0,5 \left( \frac{1 - \zeta_s}{1 + (2N-1)\zeta_s} + \frac{1 - \zeta_p}{1 + (2N-1)\zeta_p} \right)$$

In Bild 22 ist die Transmission infolge Reflexion einer unpolarisierten Strahlung für verschiedene Glasabdeckungen aufgetragen. Man erkennt, daß mit flacher werdendem Einstrahlungswinkel ( $\Theta \rightarrow 90^\circ$ ) immer weniger Strahlung die Abdeckung durchdringen kann. Man sieht ferner, daß mehrschichtige Abdeckungen auch unterschieden größere Reflexionsverluste verursachen.

### Strahlungsabsorption in der Abdeckung

Beim Durchgang durch eine lichtdurchlässige Substanz wie Glas, Wasser, durchsichtige Kunststoffe usw. wird Strahlung infolge der elektromagnetischen Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie abgeschwächt, d.h. teilweise absorbiert. Je länger der Weg  $s$  ist, den ein Lichtstrahl im absorbierenden Material zurücklegen muß und je trüber das Material ist, desto größer wird der absorbierte Anteil der einfallenden Strahlung.

Die für die Strahlungsabsorption maßgebliche Differentialgleichung lautet

$$(38) dI = -I K dx,$$

beziehungsweise integriert über den Weg  $s$

$$(39) I_s = I_0 e^{-Ks}$$

Hierdurch ist auch der Transmissionskoeffizient für Absorption,  $\tau_a$ , definiert:

$$(40) \tau_a = \frac{I_s}{I_0} = e^{-Ks}$$

Die für die Strahlungsabsorption charakteristische Größe  $K$  wird als "Extinktionskoeffizient" bezeichnet. Für klares Kristallglas wird  $K = 0,04/\text{cm}$ , für normales Fensterglas  $K = 0,161/\text{cm}$  und für billiges, grünliches Industrieglas  $K = 0,32/\text{cm}$  angenommen.

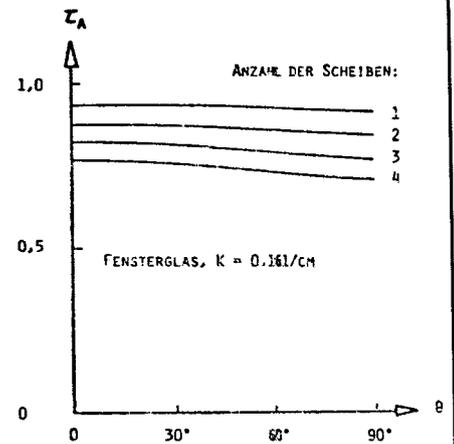


Bild 23: Einfluß der Scheibenzahl auf die Strahlungsabsorption

Wegen des schrägen Durchgangs der Strahlung durch das Glas verlängert sich der optische Weg  $s$  gegenüber der Glasstärke  $d$ . Man errechnet den schrägen Weg  $s$  mit Hilfe der Gleichung

$$(41) s = d / \cos \Theta$$

In Bild 23 ist für eine Kollektorabdeckung von einer bis vier je 4 mm starken Scheiben aus Fensterglas ( $K = 0,161/\text{cm}$ ,  $n_2 = 1,526$ ) die Transmission infolge Absorption  $\tau_a$  in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\Theta_1$  aufgetragen. Die Absorptionsverluste sind bei mehrschichtigen oder dicken Abdeckungen erheblich größer als bei Einfachverglasungen.

In Bild 24 ist der Einfluß der Glasgüte für eine 4 mm starke Abdeckung untersucht worden. Die Darstellung zeigt, daß die Wahl eines billigen Glases zu erheblichen Wirkungsgradverlusten führen kann.

Heute werden vielfach Kunststoffe für die Kollektorabdeckung eingesetzt. Folien dürften hierbei wegen der erheblichen Verringerung des optischen Weges eine Verbesserung des Absorptionsverhaltens der Abdeckung mit sich bringen, obgleich dieser Vorteil wieder durch den größeren Extink-

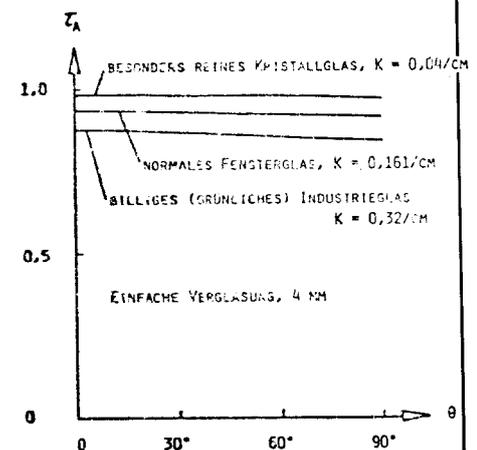


Bild 24: Einfluß der Glasgüte auf die Strahlungsabsorption

Fortsetzung auf Seite 8