



universität
wien

DIPLOMARBEIT

Titel der Diplomarbeit

„Über die Abhängigkeit der Biomasseproduktion von den optischen Eigenschaften der Atmosphäre“

Verfasser

Odin Kubart

angestrebter akademischer Grad

Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer. nat.)

Wien, 2011

Studienkennzahl lt. Studienblatt:

A 411

Studienrichtung lt. Studienblatt:

411 Diplomstudium Physik UniStG

Betreuerin / Betreuer:

Univ.-Prof. i.R. Dr. Helmuth Horvath

Inhaltsverzeichnis

1	Problemstellung und Inhalt	4
2	Begriffsklärung und Symbolik	5
3	Über das Aerosol und dessen Wechelswirkung mit Licht	7
3.1	Das Lambert-Beer'sche Gesetz	8
3.2	Über die Mie-Theorie	11
3.3	Der Volumstreuoeffizient γ - eine Anwendung der Mie-Theorie	14
3.4	Über die Beschreibung der Größe von Partikeln in Aerosolen	15
4	Strahlung in der Atmosphäre	22
5	Cimel Sunphotometer	28
6	Auswertung der Meßergebnisse des Cimel	34
6.1	Umformattierung	34
6.2	Über die Langley-Extrapolation	35
6.3	Die Suche nach $\gamma(\theta, \lambda)$	37
6.3.1	Details des Rechenwegs	40
6.4	Ergebnisse für $\gamma(\theta, \lambda)$	45
6.5	Die Berechnung des Streulichts	48
7	Über die Photosynthese	50
7.1	die Photosynthese	50
7.2	Über den Blattflächenindex	58
8	Biomasseproduktion	60
9	Diskussion	69
10	Anhang	71
10.1	Tabelle - Solare Strahlenflußdichte	71

10.2	Über das Modell der planparallelen Atmosphäre	73
10.3	Herleitung des Zusammenhangs des mittleren Masse- durchmessers und des mittleren Durchmessers einer Log- normalverteilung	74
10.4	Berechnung des Sonnenstands	76
10.5	Fortran Programme	77
10.6	Zusammenfassung	128

Kapitel 1

Problemstellung und Inhalt

Sämtliches Leben auf der Erde wird vom Sonnenlicht über die Photosynthese angetrieben. Wieviel Biomasse über die Photosynthese produziert wird, hängt von vielen Faktoren ab, wie zB der Zusammensetzung des Bodens, der Verfügbarkeit von Wasser und natürlich auch des Lichts. Dem Licht der Sonne widerfahren beim Durchgang durch die Atmosphäre Veränderungen. Also mitbeeinflusst die Erdatmosphäre, wieviel Leben auf der Erde möglich ist, da die Photosyntheseprodukte am Anfang sämtlicher Nahrungsketten steht. Ziel dieser Arbeit ist es, einen Zusammenhang zwischen der photosynthetisch produzierten Biomasse und den optischen Eigenschaften des atmosphärischen Aerosols herzustellen.

Hierzu werden mit Hilfe eines Cimel-Sonnenphotometers gewonnene Daten mit einem Modell für die Lichtabschwächung in der Atmosphäre kombiniert, um Aussagen über das atmosphärische Aerosol und das von ihm veränderte, für die Photosynthese zur Verfügung stehende Sonnenlicht, zu gewinnen.

Weiters wird ein Modell der Photosynthese sowie der Umsetzung von Licht in Biomasse beschrieben.

Die Wissen über die verfügbare Sonnenenergie und deren Verwendung im Rahmen der Photosynthese wird verwendet, um die produzierte Biomasse pro m^2 für die bestehende und hypothetische Erdatmosphären, zu berechnen.

Kapitel 2

Begriffsklärung und Symbolik

Hier sind einige oft verwendete Begriffe und Symbole aufgelistet.

Strahlflußdichte E und Irradianz von Lichts, in $[\frac{W}{m^2}]$.

Strahlenflußdichte und Irradianz sind ein Maß für die Leistung parallel zueinander einfallender Lichtstrahlen durch $1m^2$. Wenn ein Fluß durch eine Fläche betrachtet wird, verwendet man im Allgemeinen den Ausdruck Irradianz, ansonst Strahlflußdichte.

Intensität I , in $[\frac{W}{sr}]$:

In einen Raumwinkel von $1 sr$ gestrahlte Leistung einer punktförmigen Lichtquelle.

Radianz in $[\frac{W}{m^2 sr}]$:

Ähnlich der Intensität, nur ist mit Radianz der Fluß durch eine Fläche gemeint, die normal zur Ausbeutungsrichtung steht. Radianz ist die Strahlungsleistung in W durch eine Fläche von $1m^2$ im Raumwinkel von $1sr$.

Vertikale optische Dicke τ_{vod} bzw VOD, dimensionslos:

Die vertikale optische Dicke ist eine Größe, die die Abschwächung des Lichts durch dessen (vertikalen) Weg durch die Atmosphäre quantifiziert.

Wellenlänge λ des Lichts in $[nm]$ bzw $[m]$:

Mit Licht ist Elektromagnetische Strahlung im sichtbaren Bereich gemeint.

Extinktionskoeffizient σ_{ext} in $[\frac{1}{m}]$:

Zur Beschreibung der Abschwächung des Lichts durch Absorption und Streuung verwendete Größe. Es besteht eine gewisse Verwechslungsge-

fahr aufgrund der Bezeichnung mit nächstem Eintrag.

Breite einer Normalverteilung σ , dimensionslos:

Bestimmt die Breite der Glockenkurve einer Normalverteilung.

Zenitwinkel ϑ :

Winkelangabe, bezogen auf die Lotrechte (0° ist die Richtung direkt nach oben, also der Erdanziehung entgegengerichtet). Mit Index S bezeichnet ϑ_s den Zenitwinkel des Sonnenstands, der gemeinsam mit dem Azimutwinkel φ_s den Sonnenstand und somit die Richtung der Sonnenstrahlen beschreibt.

Streuwinkel θ :

Das ist jener Winkel, der von dem gestreuten Lichtstrahl und der gedachten Fortsetzung des auf ein streuendes Partikel treffenden Strahls aufgespannt wird. Da in dieser Arbeit ausschließlich von kugelförmigen Streukörpern ausgegangen wird, ist θ die einzige Größe, die die Richtung des gestreuten Strahls beschreibt (da die Azimutalabhängigkeit aufgrund der Kugelsymmetrie wegfällt).

Volumstreuoeffizient γ in $[\frac{1}{m \cdot sr}]$:

Winkelabhängige Größe, die beschreibt, wieviel Licht in eine gewisse Richtung (θ) und Raumwinkel (ω) von einem Volumen eines Aerosols gestreut wird.

gestreute Leistung L in $[W]$:

Damit ist die Energie des gestreuten Lichts pro Zeiteinheit gemeint. Mit L_{Boden} ist jene gestreute Leistung, die auf eine gewisse Bodenfläche fällt, bezeichnet. L ist mit γ über die Beziehung $L(\theta) = \gamma(\theta) E V \omega$ verknüpft, wobei V und ω für ein beliebiges Volumen bzw einen beliebigen Raumwinkel stehen.

Streuquerschnittsfläche ε in $[m^2]$: Jene (normal zur Richtung der einfallenden Strahlen projizierte) Fläche, die ein Partikel haben müßte, damit das gestreute Licht gleich groß dem einfallenden Licht ist. Das Verhältnis aus Streuquerschnittsfläche und geometrischer Querschnittsfläche eines Partikels ist die Streueffizienz (Q_{streu}).

Blattflächenindex B , dimensionslos: Ist das Verhältnis der gesamten Blattfläche über der projizierten Bodenfläche.

Kapitel 3

Über das Aerosol und dessen Wechselwirkung mit Licht

Ein Aerosol ist eine hinreichend stabile Suspension von festen oder flüssigen Teilchen in einem Trägergas. Sowohl das Gas, als auch die Teilchen unterliegen einer Wechselwirkung mit Licht. Im Folgenden wird die Wirkung der Teilchen auf Licht betrachtet.

Eine dieser Wirkungen ist die Richtungsumlenkung der Lichtstrahlen durch das Aerosol. Es gibt mehrere Effekte, an denen sich die Streuung zeigt. Die Unterteilung der Streueffekte wird nach dem Gesichtspunkt vorgenommen, wie sich die Wellenlänge des Lichts aufgrund der Streuung ändert:

Elastische Streuung: Die Wellenlänge des einfallenden Lichts bleibt durch die Streuung unbeeinflusst. Dies ist der vorherrschende Streuprozess in der Atmosphäre. Es gibt mehrere Theorien, die elastische Streuvorgänge beschreiben. Die für diese Arbeit verwendete Theorie ist die Mie-Theorie.

Quasielastische Streuung: Die Wellenlängenänderung ist sehr klein, hervorgerufen durch Dopplereffekte und diffusionsbedingte Verbreiterung ("diffusion broadening"). Ohne geeignetes Meßinstrument erscheint der Streuvorgang als elastisch, daher quasi-elastisch.

Inelastische Streuung: Die Wellenlänge des gestreuten Lichts unterscheidet sich deutlich von der des einfallenden Lichts (zB Raman-Effekt, Fluoreszenz).

Neben der Streuung ist die Absorption eine weitere wichtige Wechselwirkung von Licht und Aerosol. Dabei wird das einfallende Licht vom Partikel absorbiert und dessen Energie als Wärmestrahlung wieder abgegeben. (Bemerkung: Da Wärmestrahlung, wie Licht, eine elektro-

magnetische Strahlung ist, könnte man auf die Idee kommen, die Absorption zur inelastischen Streuung zu zählen. Dies wird jedoch i.A. nicht so gehandhabt und man unterscheidet meistens zwischen Absorption und Streuung.)

Allgemein gilt: Tritt Licht durch ein Medium, so wird es durch Streuung und Absorption beim Durchtritt abgeschwächt, man spricht dabei von Extinktion. Das beschreibende Modell heißt Lambert-Beer'sches Gesetz.

3.1 Das Lambert-Beer'sche Gesetz

Dieses Gesetz beschreibt die Abschwächung von Licht durch Streuung und Absorption beim Durchtritt durch ein Medium, zB einem Aero- oder Hydrosol.

Betrachtet werden dabei parallele Strahlenbündel mit der Strahlenflußdichte E_0 ($[E_0] = [\frac{W}{m^2}]$), die auf ein absorbierendes bzw. streuendes Medium treffen. Auf dem kleinen Wegstück dx durch das Medium verliert der Strahl an Intensität, abhängig von der Weglänge dx , der anfänglichen Strahlenflußdichte $E(0, \lambda)$ und der Extinktion, beschrieben durch den Extinktionskoeffizienten σ_{ext} ($[\sigma_{ext}] = [\frac{1}{m}]$).

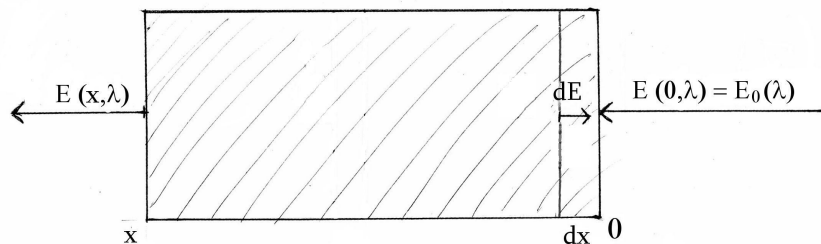


Abbildung 3.1: Zum Lambert-Beer'schen Gesetz

Ein Strahlenbündel mit der Strahlenflußdichte $E(0, \lambda)$ trifft auf ein absorbierendes Medium und verläßt es an der Stelle x als abgeschwächtes

$E(x, \lambda)$. Wegen der Abschwächung ist dE negativ. Im Allgemeinen ist der Extinktionskoeffizient ortsabhängig, $\sigma_{ext} = \sigma_{ext}(x, \lambda)$, jedoch werden im Folgenden homogene Aerosolmodelle verwendet, sodaß die Ortsabhängigkeit wegfällt: $\sigma_{ext} = \sigma_{ext}(\lambda)$. Die Abschwächung dE ergibt sich somit zu:

$$dE(x, \lambda) = -\sigma_{ext}(\lambda)E(x, \lambda)dx$$

Durch weitere Umformungen und anschließender Integration von 0 bis x erhält man

$$\begin{aligned}\frac{dE(x, \lambda)}{E(x, \lambda)} &= -\sigma_{ext}(\lambda)dx \\ \ln E(x, \lambda) \Big|_0^x &= -\sigma_{ext}(\lambda) x \Big|_0^x \\ \ln E(x, \lambda) - \ln E(0, \lambda) &= -\sigma_{ext}(\lambda) x\end{aligned}$$

Mit $E(0, \lambda) = E_0(\lambda)$ und weiteren Umformungen erhält man eine Form des Lambert-Beer'schen Gesetzes, die sich für viele Anwendungen eignet:

$$\frac{E(x, \lambda)}{E_0(\lambda)} = e^{-\sigma_{ext}(\lambda) x}$$

Die Größe

$$\tau(x_1, x_2, \lambda) = \int_{x_1}^{x_2} \sigma_{ext}(x, \lambda) dx$$

heißt optische Dicke oder auch optische Tiefe. Im angenommenem Falle des ortsunabhängigen Extinktionskoeffizienten ergibt sich die optische Dicke τ zu

$$\tau = \sigma_{ext} x$$

und das Gesetz von Lambert-Beer nimmt die Form an

$$\frac{E(\tau, \lambda)}{E_0(\lambda)} = e^{-\tau}$$

Unter dem Begriff vertikale optische Dicke (VOD) versteht man die optische Dicke der Atmosphäre vom Ort des Beobachters bis zum oberen "Ende" der Atmosphäre entlang der Lotrechten. Also gilt

$$\tau_{vod} = \sigma_{ext} H,$$

wobei H die Höhe der Atmosphäre ist (näheres zur Atmosphärenhöhe H siehe Anhang). Die vertikale optische Dicke wird oft eingesetzt, um aus dem Extinktionskoeffizienten eine winkelabhängige Größe zu machen, was für praktische Anwendungen vom Vorteil ist. Dabei wird

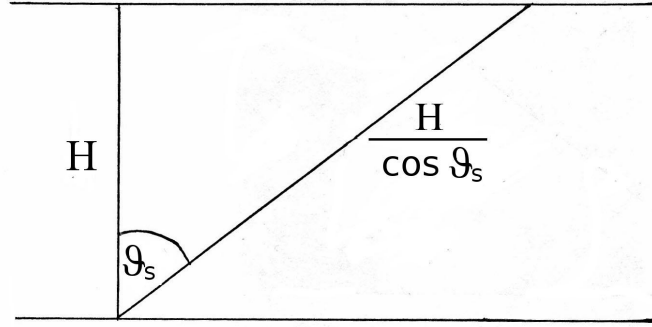


Abbildung 3.2: Verlängerter Weg bei schrägem Lichteinfall

ausgenutzt, daß die Weglänge x durch die Atmosphäre und die Atmosphärenhöhe H miteinander in Beziehung stehen: $x = \frac{H}{\cos \vartheta_s}$. Der Winkel ϑ_s ist der Zenitwinkel des momentanen Sonnenstands, er wird von der Lotrechten, wo er den Wert 0° hat, bis zum Horizont (90°) aufgespannt. Das aus dem Arabischen stammende Wort Zenit¹ beschreibt die Richtung vom Beobachter senkrecht nach oben, aber auch den höchsten Punkt einer Bahn, wie zB den Sonnenhöchststand. Das Wort wird außerdem in Kugelkoordinaten verwendet um den Winkel zwischen z -Achse und xy -Ebene zu bezeichnen. Da man oft Sonnenstände mittels Zenitwinkels angibt, könnte eine unnötige Verwirrung aufgrund der Wortbedeutung entstehen und um diese zu vermeiden bezieht sich im Folgenden der Begriff Zenit auf den Winkel.

Die optische Dicke und die vertikale optische Dicke stehen demnach in folgender Beziehung zueinander (da die folgende Beziehung nicht nur für den Zenithwinkel des Sonnenstands ϑ_s gilt, sondern auch für sämtliche Richtungen ϑ , wird der Index s weggelassen):

$$\tau = \sigma_{ext} x = \sigma_{ext} \frac{H}{\cos \vartheta} = \tau_{vod} \frac{1}{\cos \vartheta}$$

Das Lambert-Beer'sche Gesetz erhält dadurch eine weitere Form

$$\frac{E(\vartheta, \lambda)}{E_0(\lambda)} = e^{-\frac{\tau_{vod}}{\cos \vartheta}}, \quad (3.1.1)$$

¹zenit: Arabisch samt ar-ru'us, "Richtung der Köpfe", wurde zu samt, as-samt verkürzt. Diese Form wurde durch einen Fehler bei der Abschrift ("sanit" statt "samt") zu ital. zenit, frz. engl. ndl. zenit, dt. Zenit. Der Verdeutschungsversuch von Philipp von Zesen um 1650, der das arabische Wort mit Gipfeltüpfel zu übersetzen versuchte, ist mißlungen. Quelle: "Kleines Lexikon deutscher Wörter arabischer Herkunft"

wobei mit $E(\vartheta, \lambda)$ die Strahlflußdichte von Licht der Wellenlänge λ gemeint ist, die, bei bekannter vertikalen optischen Dicke τ_{vod} , unter dem Zenitwinkel ϑ , die Atmosphäre durchdrungen hat.

Eine weitere, geläufige Variante dieses Gesetztes ist

$$\frac{E(\kappa, \lambda)}{E_0(\lambda)} = e^{-\tau_{vod} \kappa}$$

mit dem Luftmassefaktor $\kappa = \frac{1}{\cos \vartheta}$. Der Airmassfaktor ist ein Maß für den Weg durch die Atmosphäre relativ zur Atmosphärenhöhe. Der Richtung geradewegs nach oben entspricht ein Zenitwinkel von $\vartheta = 0^\circ$ und somit wird $\kappa = \frac{1}{\cos 0} = 1$. Für jeden anderen Weg durch die Atmosphäre wird $\cos \vartheta$ kleiner als 1 und $\frac{1}{\cos \vartheta}$ wird somit größer als 1. Ein Airmassfaktor von zB $\kappa = \frac{1}{\cos \vartheta} = 2$ bedeutet, daß der Weg durch die Atmosphäre in der betrachteten Richtung von ϑ zwei mal so lang ist wie die Atmosphärenhöhe.

Mit der Gleichung (3.1.1) hat man die gewünschte Beschreibung der Abschwächung von Licht: Die Strahlflußdichte $E_0(\lambda)$ der Wellenlänge λ wird, bei einer VOD von τ_{vod} , bei Durchtritt durch die Atmosphäre unter dem Winkel ϑ auf den Wert $E(\vartheta, \lambda)$ abgeschwächt.

Dieses Modell beschreibt aber nur die Abschwächung von Licht aufgrund der Extinktion. Es erklärt nicht, was mit dem gestreuten Licht geschieht, nämlich, das es, umgelenkt in eine andere Richtung, woanders wieder auftaucht. Dieser Umstand wird durch die Mie-Theorie beschrieben, der das nächste Unterkapitel gewidmet ist.

3.2 Über die Mie-Theorie

Das Modell von Gustav Mie erlaubt es einem, Voraussagen über das Streuverhalten von Partikeln zu machen. Die Beschreibung des Modells ist umfangreich und buchfüllend, daher werden hier nur die wichtigsten Eckpfeiler und Ergebnisse betrachtet.

Angenommen werden kugelförmige Partikel. Diese bestehen aus Atomen, die sich aus den elementaren Ladungsträgern Elektronen und Protonen zusammensetzen. Räumlich verteilte Ladungen haben besondere Eigenschaften, vor allem in Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung (zB Licht). Es ist möglich, daß die elektromagnetische Welle von der Ladungsträgeranordnung absorbiert wird und diese in Schwingungen versetzt. Diese Schwingungen können weitergeleitet werden (Erwärmung, Absorption) oder zur Emittierung einer elektromagnetischen Welle (Streuung) führen. Die Anordnung der Ladungsträger ist entscheidend dafür, ob einfallende elektromagnetische Strahlung absorbiert werden kann. Diese Ladungsträgeranordnungen können als

Multipole betrachtet werden und ähneln in ihrer Funktion der einer Antenne. Da bei einem Molekül viele Oszillatoren dicht beieinander liegen, wird das Partikel als ein Gebilde von Multipolen betrachtet. Trifft eine elektromagnetische Welle auf den Multipol, so wird diese teilweise oder vollständig vom Multipol absorbiert und er geht in einen angeregten Zustand über. Wenn er wieder in einen energetisch niedrigeren Zustand zurückfällt, emittiert er die zuvor aufgenommene Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung. Die emittierten elektromagnetischen Wellen der Multipole interferieren miteinander und ergeben im Fernfeld das Streulicht. Diese Interferenzen bestimmen also den Streuvorgang maßgeblich mit. Das Ausmaß dieser Interferenzen hängt ab von der Größe des bestrahlten Teilchens, beschrieben durch deren Durchmesser d , der Wellenlänge λ des einstrahlenden Lichts, dem relativen Brechungsindex m zwischen Partikel und umgebendem Medium, sowie der Beobachtungs- bzw Streuwinkel θ , unter dem das Streulicht betrachtet wird. Die Abhängigkeiten von Partikelgröße und Wellenlänge werden miteinander kombiniert, da eigentlich nur das Verhältnis dieser zwei Größen von praktischer Bedeutung ist (ähnlich wie bei Antennen, deren Baugröße meist ebenfalls in der Größenordnung der gewünschten Wellenlänge liegt). Mit dem Größenparameter

$$\alpha = \frac{2r\pi}{\lambda}$$

fließt dieser Umstand in die Mie-Theorie ein. Der Faktor 2π kommt von der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, die mit einer Multiplikation von r den Größenparameter α ergibt. Da für andere Anwendungen in dieser Arbeit der Durchmesser d und nicht der Radius r verwendet wird, wird von dieser Stelle an der Größenparameter angeschrieben als

$$\alpha = \frac{d\pi}{\lambda}$$

Die Polarisation (= Ausrichtung der Schwingungsebenen einer elektromagnetischen Welle) des Lichts spielt hier eine wichtige Rolle, da die Schwingungsrichtung des elektromagnetischen Feldes maßgeblich daran beteiligt ist, ob und wie viel der Multipol das einfallende Licht absorbiert. Es werden daher zwei Fälle betrachtet, aus denen sich alle möglichen Polarisationszustände zusammensetzen lassen: Das ein- und somit das ausfallende Licht ist entweder normal oder parallel zur Beobachtungsebene polarisiert. Die Bezeichnungen normal und parallel beziehen sich standardmäßig auf die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors. Die Beobachtungsebene ist jene Ebene, die vom einfallenden Strahl und Sehstrahl des Beobachters aufgespannt wird. Beliebige polarisiertes oder unpolarisiertes Licht wird aus diesen zwei Fällen zusammengesetzt.

Diese zwei Fälle der Polarisation führen zu einem wichtigen Ergebnis der Mie-Theorie: die dimensionslosen Streuamplituden $S_1(\alpha, m, \theta)$ und $S_2(\alpha, m, \theta)$. Im Folgenden werden zur besseren Übersicht die Abhängigkeiten von (α, m, θ) bei S_1 und S_2 nicht explizit angeschrieben.

$$|S_1|^2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \right|^2 = |Re(S_1) + Im(S_1)|^2$$

$$|S_2|^2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n) \right|^2 = |Re(S_2) + Im(S_2)|^2$$

n ist eine natürliche Zahl. Die a_n und b_n sind abhängig von α und m , sie werden durch die Ricatti-Bessel Funktionen ermittelt werden. Die π_n und τ_n sind abhängig vom Beobachtungswinkel (Streuwinkel) und werden über die Legendre-Polynome ermittelt. $|S_1|^2$ ist die dimensionslose Amplitude des gestreuten Lichts, das normal zur Beobachtungsebene polarisiert ist und $|S_2|^2$ ist die Streuamplitude des parallel polarisierten Streulichts. Wenn das einfallende Licht normal zur Beobachtungsebene polarisiert ist, dann ergibt sich die Radianz I des gestreuten Lichts zu

$$I_{\perp}(\theta) = E_{\perp} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} |S_1|^2 \frac{1}{sr}$$

E symbolisiert das einstrahlende Licht und hat die Einheit der Strahlenflußdichte ($[\frac{W}{m^2}]$). Die Intensität I ist die Energie pro Zeiteinheit, die in die Richtung von θ in den Raumwinkel von einem Steradian gestreut wird ($[\frac{W}{sr}] = [\frac{J}{s sr}]$). Der Faktor $\frac{1}{sr}$ ist zur Wahrung der Einheiten eingefügt worden. Der Steradian ist dimensionslos, was vermutlich der Grund dafür ist, daß er nicht immer mit angeschrieben wird. Manche Autoren (zB [1]) geben die Einheiten des Streuquerschnitts ε , der sich aus dieser Betrachtungsweise der Streuung ergibt, mit "*Laenge*² bzw $\frac{cm^2}{sr}$ " an. Das kann zu Verwirrungen führen, wenn man die Einheiten der zwei Seiten einer Gleichung vergleicht und feststellt, daß auf einer Seite eine Einheit fehlt. Daher wird in dieser Arbeit der Faktor $\frac{1}{sr}$ berücksichtigt, um für spätere Klarheit zu sorgen.

Für den Fall von parallel polarisiertem, einfallendem Licht ergibt sich das Streulicht zu

$$I_{\parallel}(\theta) = E_{\parallel} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} |S_2|^2 \frac{1}{sr}$$

Bei polarisiertem Licht, dessen elektrischer Feldvektor einen Winkel ψ (0°-90°) mit der Beobachtungsebene einschließt, ergibt sich das gestreute

Licht zu

$$I(\theta, \psi) = E_{\psi} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} (|S_1|^2 \sin^2 \psi + |S_2|^2 \cos^2 \psi) \frac{1}{sr}$$

Der für diese Arbeit interessanteste Fall ist jener des unpolarisierten Lichts, da das direkte Sonnenlicht unpolarisiert ist:

$$I(\theta) = \frac{I_{\perp}(\theta) + I_{\parallel}(\theta)}{2} = E \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{|S_1|^2 + |S_2|^2}{2} \frac{1}{sr} \quad (3.2.1)$$

Die Gleichung (3.2.1) ist jenes Ergebnis der Mie-Theorie, das in weiterer Folge verwendet wird. Sie beschreibt, wieviel Energie pro Zeiteinheit und Raumwinkel, $I(\theta)$, in die Richtung θ gestreut wird. Die Streuamplituden $|S_1|^2$ und $|S_2|^2$ lassen sich mit bekanntem Größenparameter α , Wellenlänge λ und rel. Brechungsindex m für alle Streuwinkel θ berechnen.

Im nächsten Kapitel wird der Streuquerschnitt eines Partikels identifiziert, der bereits in Gleichung (3.2.1) steckt und bestimmt, wie effizient das Teilchen Licht streut. Mit dem Streuquerschnitt läßt sich die Lichtstreuung von einem beliebigen Volumen eines Aerosols beschreiben.

3.3 Der Volumstreckoeffizient γ - eine Anwendung der Mie-Theorie

Allein die Größe eines Partikels zu kennen, ist unzureichend für die Beschreibung der Wirksamkeit des Streuvermögens. Betreffend der Streuung ist es möglich, daß ein Partikel auch Strahlen umlenkt, die sich eigentlich an diesem vorbei bewegen müßten. Jene Größe, die diesem Umstand Rechnung trägt, ist der Streuquerschnitt $\varepsilon(\theta)$. Er ist ein Maß für die Streuwirksamkeit, da er jener Fläche gleichgesetzt ist, die angestrahlt werden muß, damit das einfallende Licht gleich dem gesamten Streulicht ist. Er ist definiert als

$$\varepsilon(\theta)E = I(\theta) \quad (3.3.1)$$

Mit dem Ergebnis aus dem letztem Unterkapitel, Gleichung (3.2.1) für unpolarisiertes Licht, läßt sich $\varepsilon(\theta)$ anschreiben als

$$\varepsilon(\theta) = \frac{I(\theta)}{E} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left(\frac{|S_1|^2 + |S_2|^2}{2} \right) \frac{1}{sr} \quad (3.3.2)$$

Also kann das Streulicht $I(\theta)$ für ein Teilchen angeschrieben werden als

$$I(\theta) = \varepsilon(\theta)E.$$

Für ein polydisperses (= mit unterschiedlich großen Teilchen) Aerosol eines gewissen Volumens V kann das Streulicht angeschrieben werden als

$$I(\theta) = n_1\varepsilon_1 E + n_2\varepsilon_2 E + n_3\varepsilon_3 E + \dots + n_p\varepsilon_p E = \gamma(\theta)E. \quad (3.3.3)$$

Die Zahl p beschreibt, wieviele Partikelgrößen ("Fraktionen") in dem Volumen vertreten sind und n ist die Teilchenanzahl, die diese Größe haben. Die Zusammenfassung aller Streuquerschnitte in einem Volumen heißt Volumstreuoeffizient, in diesem Fall mit γ ($[\frac{1}{sr\ m}]$) symbolisiert.

Mit γ läßt sich die vom Volumen V , das von der Strahlenflußdichte E angestrahlt wird, in Richtung θ in den Raumwinkel ω gestrahlte Leistung L anschreiben als

$$L(\theta) = \gamma(\theta)EV\omega, \quad (3.3.4)$$

mit den Einheiten $[W] = [\frac{1}{sr\ m}][\frac{W}{m^2}][m^3][sr]$.

Mit dieser Gleichung kann man die Lichtenergie, die pro Zeiteinheit von dem Volumen V in Richtung θ in den Raumwinkel ω gestreut wird, berechnen. Während das Gesetz von Lambert-Beer nur die Abschwächung von Licht durch Extinktion beschreibt, läßt sich mit dieser Gleichung beschreiben, wieviel Licht wohin gestreut wird. Das bedeutet, man kann sich anhand der Gleichung (3.3.4) das diffuse Licht berechnen, das durch Streuung in der Atmosphäre aus allen Himmelsrichtungen kommt. Gemeinsam mit den Lambert-Beer'schen Gesetz kann so das direkte und diffuse Tageslicht beschrieben werden.

Die Streueigenschaften des Volumens vom betrachteten Aerosol sind in $\gamma(\theta)$ zusammengefasst. Die nächsten zwei Kapitel sind der Berechnung dieser Größe gewidmet, zunächst wird die Größenverteilung der Partikel in Aerosolen dargestellt, damit man mit dieser Darstellung $\gamma(\theta)$ und somit L berechnen kann.

3.4 Über die Beschreibung der Größe von Partikeln in Aerosolen

Die Größe von Partikeln ist maßgeblich für das Streuverhalten derselben. Die Partikel der atmosphärischen Aerosole kommen in sehr unterschiedlichen Größen vor. Der typische Bereich reicht von ein paar Nanometer bis zu einigen hundert Mikrometern, ein Intervall von fünf Größenordnungen. Um diesen großen Bereich mit einer möglichst einfachen und handhabbaren Methode beschreiben zu können, bedient man sich gerne an den Mitteln und Methoden aus der Statistik.

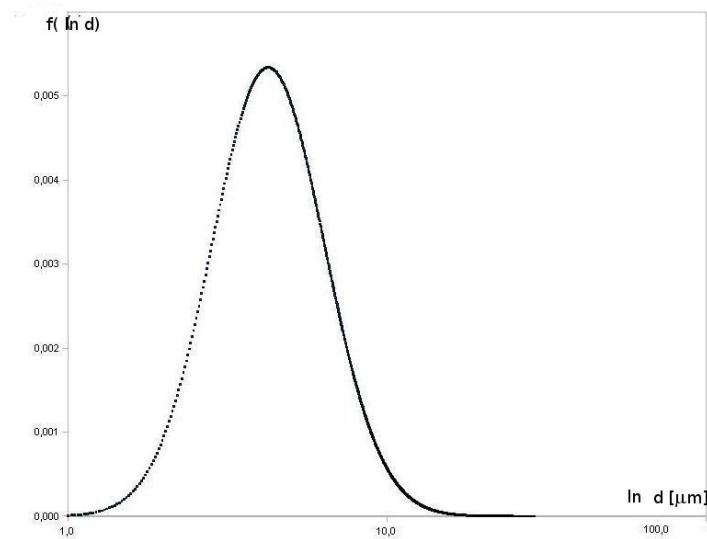


Abbildung 3.3: Eine Lognormalverteilung mit logarithmischen Maßstab

Man sucht eine Funktion, die möglichst gut dem Verlauf der Größenverteilung folgt. Diese Funktion "simuliert" die Größenverteilung und vereinfacht somit deren Handhabung, da diese eine Funktion ausreicht, um einen Bereich von mehreren Größenordnungen zu beschreiben. Dieses wertvolle Hilfsmittel ist die Lognormalverteilung.

Diese Verteilung wird aufgrund von empirischen Befunden häufig für die Beschreibung von atmosphärischen Aerosolen verwendet. In Abbildung 3.3 ist eine beliebige Lognormalverteilung dargestellt, die Werte der Kurve werden später besprochen. Zu sehen ist die für die Normalverteilung charakteristische glockenförmige Kurve in einem Graphen mit logarithmierter x-Achse. Das Logarithmieren bewirkt, daß große Werte näher zueinander gestaucht werden, je größer die Werte auf der x-Achse, desto näher rücken sie zusammen. Mit dekadischem Maßstab würde demnach die Kurve ihre Symmetrie verlieren und nach rechts einen ausgeprägten Schweif bekommen (siehe Abbildung 3.4). Die schiefe Form und der Schweif zu den größeren Partikeln paßt gut mit gemessenen Größenverteilungen zusammen. (Dies gilt für viele Aerosole, jedoch nicht für alle, denn es gibt Spezialfälle, bei denen die Lognormalverteilung keine passende Beschreibung liefert.) Aufgrund der in der entsprechenden Literatur ([8], [2]) häufig zitierten guten Übereinstimmung von Lognormalverteilungen und gemessenen atmosphärischen Aerosol-Verteilungen wird im Weiteren von dem Fall ausgegangen, daß die Größen der Partikel in der Luft lognormal verteilt sind.

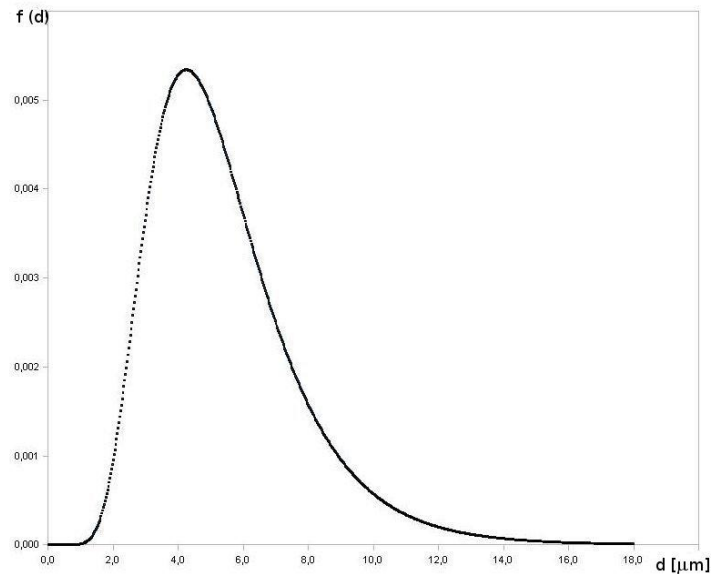


Abbildung 3.4: Eine Lognormalverteilung mit dekadischem Maßstab

Der Name Log-Normal-Verteilung setzt sich aus drei Teilen zusammen, auf die im Folgenden eingegangen wird.

Eine Verteilung ist ein Modell, das beschreibt, wieviele Dinge eine gewisse, meist kontinuierliche Eigenschaft haben. Im vorliegenden Fall hat man es mit einer Größenverteilung zu tun, die beschreibt, wieviele Partikel in einem gewissen Größenintervall zu finden sind. In dieser Formulierung steckt ein unscheinbarer, aber wichtiger Aspekt: die Partikel haben nie eine bestimmte, einzige Größe, sondern sie haben irgendeine Größe aus einem Intervall. Physikalischer Hintergrund dafür ist, daß es höchst unwahrscheinlich ist, daß ein Partikel mit der Größe von zB $1\mu m$ zu finden ist, da es *genau* diese Größe haben muß und daher ein Partikel mit $1,000001\mu m$ schon nicht mehr als ein $1\mu m$ großes Partikel zählen würde, obwohl es durchaus Sinn machen könnte. Außerdem spiegelt diese Vorgehensweise die Tatsache wider, daß alle Messungen mit Unsicherheiten versehen sind und jedes Meßergebnis bedeutet eigentlich ebenfalls, daß die gemessene Größe in einem Intervall zu suchen ist und nicht, daß die gemessene Größe genau den gemessenen Wert hat.

Die relative Anzahl der Partikel mit einer Größe aus dem Intervall zwischen d und $d + dd$ wird im Folgenden die Fraktion df genannt. Die Partikelanzahl aus dem Intervall ist in Relation zur Gesamtanzahl der Partikel gesetzt, daher "relativ".

$$df = f(d) dd = \frac{\text{Partikelanzahl mit Groesse zw. } d \text{ und } d + dd}{\text{Gesamtzahl der Partikel}}$$

$f(d)$ ist die Häufigkeitsfunktion. Da df die Partikelanzahl der Fraktion relativ zur Gesamtpartikelanzahl ist, gilt

$$\int_0^\infty df = \int_0^\infty f(d) dd = 1, 0$$

Die Fläche unter der Kurve von $f(d)$ entspricht also dem Bruchteil der Partikel, deren Durchmesser innerhalb der die Fläche begrenzenden Durchmesser liegen, also

$$f_{ab} = \int_a^b f(d) dd$$

Diese Beziehungen gelten allgemein für Verteilungen. Eine Normalverteilung ist eine spezielle Verteilung, die die Gaußfunktion als Häufigkeitsfunktion hat. Sie hat unter anderem in der Wahrscheinlichkeitsrechnung eine besondere Bedeutung. Eine Fraktion einer Normalverteilung hat die Form

$$df = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(d-\bar{d})^2}{2\sigma^2}} dd$$

und man spricht von *normalverteiltem* d . In Abbildung (3.5) ist die Häufigkeitsfunktion $f(d)$ der Normalverteilung gegen d in μm dargestellt,

$$f(d) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(d-\bar{d})^2}{2\sigma^2}}$$

Hier steht σ für die Breite der Kurve, auch oft Standardabweichung genannt. Diese Bezeichnung rührt von einem anderen Verwendungszweck (Fehlerrechnung) für die Gaußfunktion her, für diese Arbeit wird der Ausdruck Breite bevorzugt. Sie ist definiert als

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum n_i (d - \bar{d})^2}{N - 1}}.$$

$\bar{d}$ ist der mittlere Durchmesser, also jener Durchmesser, um den die Verteilung symmetrisch angeordnet ist, in Abbildung (3.5) ist $\bar{d} = 5\mu m$ und $\sigma = 1$.

In der Lognormalverteilung ist der Logarithmus von d normalverteilt, das bedeutet, daß eine Fraktion der Lognormalverteilung die selbe Form wie eine Normalverteilung hat, nur stehen in der Lognormalverteilung $\ln(d)$ an jenen Stellen, an denen d in der Normalverteilung zu finden sind:

$$df = \frac{1}{\ln \sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}))^2}{2\ln^2 \sigma}} d \ln(d) = \frac{1}{\ln \sigma \sqrt{2\pi} d} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}))^2}{2\ln^2 \sigma}} dd$$

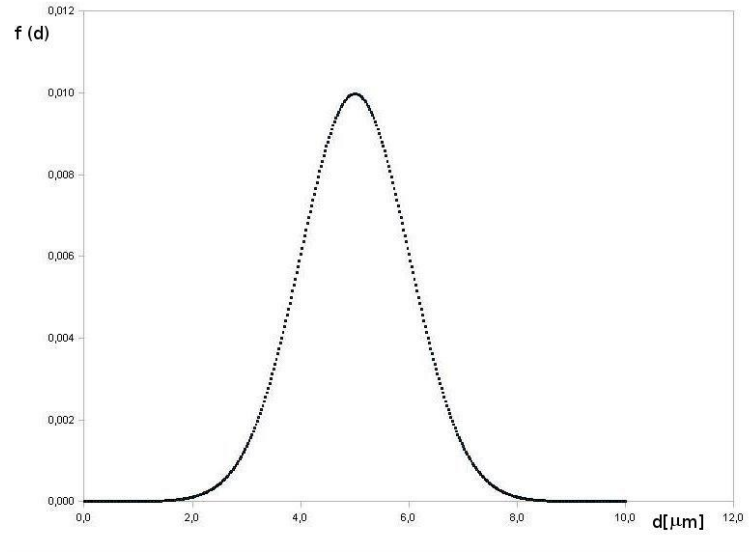


Abbildung 3.5: Eine Normalverteilung

Es wurde hier verwendet, daß

$$d \ln d = \frac{1}{d} dd.$$

Somit hat die Häufigkeitsfunktion der Lognormalverteilung die Form

$$f_{log}(d) = \frac{1}{d \ln \sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}))^2}{2 \ln^2 \sigma}}$$

Da in σ definitionsgemäß d vorkommt, ist auch der Logarithmus von σ in der Lognormalverteilung zu verwenden

$$\ln \sigma = \sqrt{\frac{\sum n_i (\ln(d) - \ln(\bar{d}))^2}{N - 1}}.$$

In den Abbildungen (3.3) und (3.4) ist die Häufigkeitsfunktion $f_{log}(d)$ einer Lognormalverteilung dargestellt, einmal in logarithmischer (als Funktion von $\ln(d)$) und einmal in dekadischer (als Funktion von d) Darstellung. Man könnte die Lognormalverteilung also auch als Normalverteilung auf logarithmischem Maßstab bezeichnen. Mit logarithmischem Maßstab hat die Lognormalverteilung dieselbe Form wie eine Normalverteilung mit dekadischem Maßstab. In der Darstellung der Lognormalverteilung mit dekadischem Maßstab erkennt man die Effekte des Logarithmierens: Die Symmetrie der Normalverteilung ist nicht mehr vorhanden, sie ist linksschief mit einem langen Schweif nach

rechts zu den größeren Partikeln.

Das atmosphärische Aerosol setzt sich aus mehreren Lognormalverteilungen zusammen, in dieser Arbeit wird unter *fine* und *coarse* mode unterschieden. Unter mode versteht man streng genommen jenen Partikeldurchmesser mit den meisten Partikeln, also den Durchmesser zum lokalen Maximum einer Lognormalverteilung. Im weiteren Sinn bezeichnet mode aber auch den gesamten Teilbereich, aus dem sich das Aerosol zusammensetzt.

Um dem Umstand einer zweiten mode Rechnung zu tragen, wird zu df eine weitere mode dazugezählt, sodaß fine und coarse mode vertreten sind.

$$f_{fine}(d) = \frac{1}{d} \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_1}} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_1))^2}{2 \ln^2 \sigma_1}}$$

$$f_{coarse}(d) = \frac{1}{d} \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_2}} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_2))^2}{2 \ln^2 \sigma_2}},$$

mit $\bar{d}_2 > \bar{d}_1$, daher die Bezeichnung *coarse* mit $\bar{d}_2$ und *fine* mit $\bar{d}_1$.

Für eine bimodale Verteilung wird df zu

$$df = (q f_{fine} + (1 - q) f_{coarse}) dd = f_{bimod}(d) dd =$$

$$= \frac{1}{d\sqrt{2\pi}} \left(q \frac{1}{\ln \sigma_1} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_1))^2}{2 \ln^2 \sigma_1}} + (1 - q) \frac{1}{\ln \sigma_2} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_2))^2}{2 \ln^2 \sigma_2}} \right) dd, \quad (3.4.1)$$

wobei σ_1 und $\bar{d}_1$ Breite und Lokalisierung des Maximus für den fine mode und σ_2 , $\bar{d}_2$ jene für den coarse mode sind. Der Faktor q hat einen Wert zwischen 0 und 1 und ist hinzugefügt worden, da die zwei Moden zu unterschiedlichen Anteilen vertreten sein können.

In Abbildung (3.6) sind die Häufigkeitsfunktionen des *fine* und des *coarse* mode einer lognormalverteilten Größenverteilung, sowie deren Summe, dargestellt. Die Werte sind willkürlich und nur zur Anschauung gedacht. Hier ist $\bar{d}_1 = 5\mu m$, $\bar{d}_2 = 10\mu m$, $\sigma_1 = \sigma_2 = 1,5$ und $q = 0,5$.

Mit dieser Beschreibung der Größen von Partikel eines Volumens von atmosphärischem Aerosol ist es nun möglich, den Volumstreuoeffizienten $\gamma(\theta)$, der die Lichtstreuverhältnisse eines Aerosolvolumens beschreibt, zu berechnen. Die Beschreibung der Größen der Partikel ist notwendig für die Berechnung von $\gamma(\theta)$, da man hierfür den Größenparameter $\alpha = \frac{d\pi}{\lambda}$ und somit auch den Partikeldurchmesser d benötigt.

Die Erkenntnisse, die in diesem und den vorhergehenden Kapiteln vorgestellt worden sind, werden im nächsten Kapitel zu einem Modell zusammengefügt, das atmosphärische direkte und diffuse Strahlung

beschreibt.

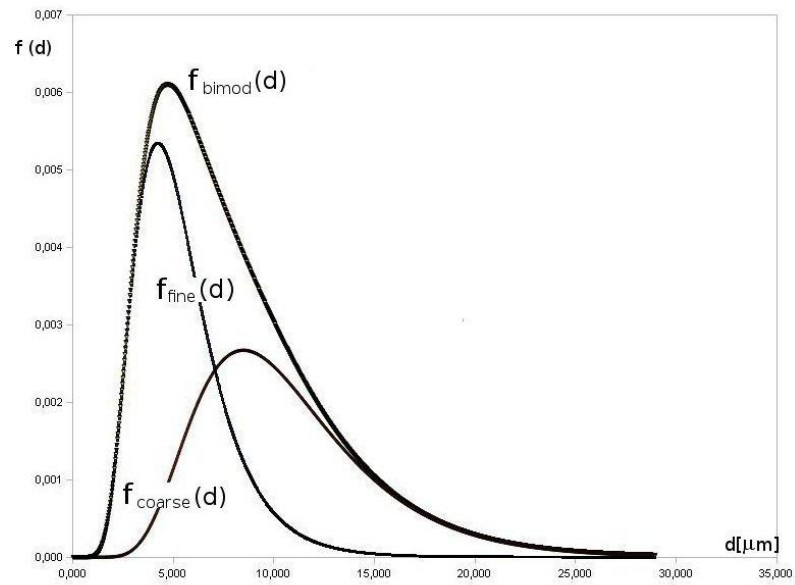


Abbildung 3.6: f_{fine} , f_{coarse} und f_{bimod} als Funktion von d

Kapitel 4

Strahlung in der Atmosphäre

Das Licht der Sonne wird vom atmosphärischen Aerosol gestreut, absorbiert und teilweise hindurchgelassen. Am Erdboden kommt direktes (=durch das Aerosol transmittiertes) und diffuses (=durch Streuung umgelenktes) Sonnenlicht an, gemeinsam stellen sie die atmosphärische Strahlung dar. Es kommen, grob geschätzt, etwa 10% des direkt einfallenden Lichts am Boden als diffuses, einfach gestreutes Licht an. Im Folgenden wird auf das diffuse und anschließend auf das direkte Licht eingegangen.

Bei der Erstellung eines Modells zur Beschreibung der Streuung muß man sich entscheiden, ob man die Mehrfachstreuung berücksichtigt oder nicht. Damit ist die Streuung des gestreuten Lichts gemeint. Es hätte etwa den Erwartungswert von nur zirka 1% (10% von 10%) vom direkten Licht, nur am Horizont ist dieser Anteil etwas höher, da von dort der Lichtweg durch die Atmosphäre zum Beobachter länger als aus den anderen Richtungen ist. Dieser kleine Wert steht einer schwierig handzuhabenden Methode zur Ermittlung der Mehrfachstreuung gegenüber, daher wird diese oft, so auch in dieser Arbeit, vernachlässigt. Das Schwierige an der Handhabung der Mehrfachstreuung liegt darin begründet, daß das gestreute Licht in sämtliche Raumrichtungen emittiert wird. Ein Volumen eines Aerosols wird daher aus allen Richtungen mit unterschiedlichen Anteilen von Streulicht angestrahlt, die dann weiterhin gestreut werden.

Das direkte Licht ist einfach abzuhandeln, deren Prinzipien wurden bereits im Unterkapitel über das Gesetz von Lambert-Beer beschrieben. Die Gleichung

$$\frac{E_{\text{direkt}}(\lambda)}{E_0(\lambda)} = e^{-\frac{\tau_{\text{vord}}}{\cos \vartheta}}.$$

beschreibt den gewünschten Zusammenhang. $E_0(\lambda)$, also die Strahlenflußdichte der Sonnenstrahlen für die jeweilige Wellenlänge vor Kon-

takt mit der Erdatmosphäre, ist in tabellarischer Form verfügbar, z.B. in [12]. Die vertikale optische Dicke kann man mit den entsprechenden Messungen und Auswertungen berechnen. Die VOD wurde für diese Arbeit mittels Langley Plot ermittelt, beschrieben im Unterkapitel 6.2 *Über die Langley Extrapolation* [?].

Das diffuse Licht, also jenes, das von Streuvorgängen aus sämtlichen Richtungen eintrifft, verlangt nach einer etwas aufwendigeren Behandlung als das direkte Licht. Die Prinzipien der Streuvorgänge wurden in den Unterkapiteln über die Mie-Theorie und dem Volumstreuoeffizienten abgehandelt. Dort wurde nur Wert auf die Streurichtung gelegt, die Wellenlängenabhängigkeit wurde verschwiegen. Da man es bei der atmosphärischen Strahlung mit einem Spektrum von einfallenden Strahlen zu tun hat, wird an dieser Stelle die Wellenlängenabhängigkeit ebenfalls berücksichtigt, und die Gleichung (3.3.4) für die vom Volumen V in Richtung θ mit Raumwinkel ω gestrahlte Leistung L des Streulichts wird zu

$$L(\theta, \lambda) = \gamma(\theta, \lambda) E(\lambda) V \omega$$

Dabei gilt zu beachten, daß die Strahlenflußdichte $E(\lambda)$ im Allgemeinen bereits einen gewissen Weg durch die Atmosphäre zurückgelegt hat, und bereits teilweise aufgrund von Extinktion abgeschwächt wurde.

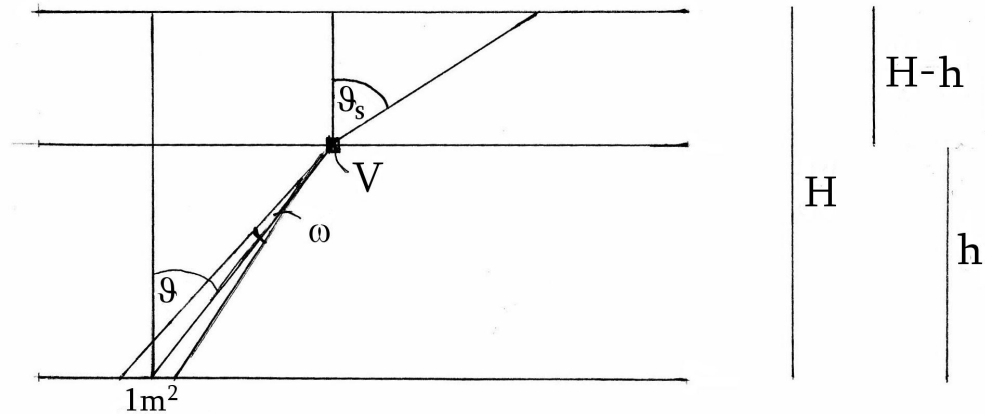


Abbildung 4.1: Illustration zur Berechnung des Streulichts

Daher gilt für $E(\lambda)$ (siehe Abbildung (4.1)):

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) e^{-\sigma_{ext} \frac{H-h}{\cos \vartheta}}.$$

Auch das gestreute Licht unterliegt einer gewissen Extinktion. Zur Illustration dient die Abbildung (4.1): Am Ort des Volumens V wird

Lichtenergie pro Sekunde gestreut, die der Leistung $L(\theta, \lambda)$ entspricht. Bevor das Licht die betrachtete Fläche am Boden erreicht, muss es noch den Weg von V dorthin zurücklegen. Diesem Weg entspricht der Ausdruck $\frac{h}{\cos \vartheta}$ und somit ergibt sich die Lichtenergie, die pro Sekunde vom Volumen V zu einer Fläche auf dem Boden gestreut wird zu

$$L_{Boden}(\theta, \lambda) = L(\theta, \lambda) e^{-\sigma_{ext} \frac{h}{\cos \vartheta}} \quad (4.0.1)$$

Zur Verwendung von L soll an dieser Stelle nochmal darauf hingewiesen werden, daß L in Watt angegeben ist. Die Fläche, die vom Streulicht mit der Leistung L angestrahlt wird, hängt vom Raumwinkel ω ab. Da dieser Raumwinkel willkürlich wählbar ist, wurde ω so gewählt, daß sich L auf 1 m^2 aufteilt. Diese Vorgehensweise erleichtert den Vergleich mit dem direkten Sonnenlicht, das als Strahlenflußdichte gegeben ist, also ebenfalls in Watt pro Quadratmeter.

Raumwinkel sind definiert als

$$\omega = \frac{A}{R^2}$$

Vor jenem Punkt, von dem aus sich der Raumwinkel ω öffnet, liegt die normal zu dieser Richtung orientierten Fläche A im Abstand von R . Ein Raumwinkel von 1 sr entspricht dem Kegel, der sich ergibt, wenn man den Mittelpunkt einer Kugel mit dem Radius von 1 m mit dem Rand einer 1 m^2 großen Fläche aus einer Kugeloberfläche verbindet. Die Einheit heißt Steradian und ist dimensionslos, da $[\frac{\text{m}^2}{\text{m}^2}] = [1]$.

Es wird also ω derart gewählt, daß eine Bodenfläche von 1 m^2 "angeleuchtet" wird. Zur Berechnung benötigt man die projizierte Fläche von 1 m^2 in die betrachtete Richtung (siehe Abbildungen 4.1 und 4.2).

Da sich nur eine Seite bei der Projektion verzerrt, ergibt sich diese zu

$$A_{proj} = 1 \text{ m} \cdot 1 \text{ m} \cdot \sin(90 - \vartheta) = 1 \text{ m}^2 \cdot \cos \vartheta$$

Der Raumwinkel ω , unter dem aus der Entfernung R unter dem Zenitwinkel ϑ die Fläche von 1 m^2 angestrahlt wird ergibt sich zu

$$\omega = \frac{1 \text{ m}^2}{R^2} \cos \vartheta$$

Am Aufwendigsten ist die Berechnung des Volumstreuoeffizienten $\gamma(\theta, \lambda)$. Wie im Unterkapitel über den Volumstreuoeffizienten bereits erwähnt (Gleichung (3.3.3)), besteht dieser aus der Summe der Streuquerschnitte aller in dem betrachteten Volumen befindlicher Teilchen

$$\gamma(\theta, \lambda) = n_1 \varepsilon_1(\theta, \lambda) + n_2 \varepsilon_2(\theta, \lambda) + n_3 \varepsilon_3(\theta, \lambda) + \dots + n_p \varepsilon_p(\theta, \lambda).$$

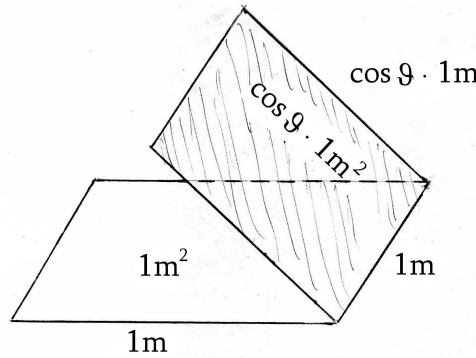


Abbildung 4.2: Zur Wahl von ω - Nur eine Seite verzerrt sich

mit n_i als Partikelanzahl der i -ten Fraktion ($i = 1, \dots, p$) und $\varepsilon_i(\theta, \lambda)$ als Streuquerschnitt, der sich nach Gleichung (3.2.1) ergibt:

$$\varepsilon(\theta, \lambda) = \frac{I(\theta, \lambda)}{E(\lambda)} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left(\frac{|S_1^2| + |S_2^2|}{2} \right) \frac{1}{sr}$$

Da sich der Streuquerschnitt $\varepsilon(\theta, \lambda)$ via den Streuamplituden S_1 und S_2 berechnen lässt und diese stark vom Größenparameter $\alpha = \frac{d\pi}{\lambda}$, also auch vom Partikeldurchmesser d abhängen, lohnt sich die Anwendung der statistischen Methoden aus dem Unterkapitel über die Beschreibung der Größen von Partikeln in Aerosolen. Somit wird n_i zu einem Produkt aus der Gesamtpartikelanzahl und der zum jeweiligen Durchmesser d gehörenden Fraktion $df = f_{bimod}(d) dd$ und um dieser Methode Rechnung zu tragen wird n_i im Zuge dessen zu dN umbenannt.

$$n_i = dN = N df$$

Mit der entsprechenden Häufigkeitsfunktion $f_{bimod}(d)$ aus Gleichung (3.4.1) für die bimodale Lognormalverteilung nimmt df die Form

$$\begin{aligned} df &= \frac{1}{q d \sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{\ln \sigma_1} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_1))^2}{2 \ln^2 \sigma_1}} + (1 - q) \frac{1}{\ln \sigma_2} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_2))^2}{2 \ln^2 \sigma_2}} \right) dd = \\ &= f_{bimod}(d) dd \end{aligned}$$

an. Um eine Abschätzung für die Partikelanzahl dN im betrachteten Intervall $[d, d + dd]$ zu erhalten, kann man einen Umweg über die Massenverteilung nehmen. Die Einführung der Methode erfolgt für eine Verteilung mit einer Mode, für die Anwendung werden dann die Erkenntnisse auf eine bimodale Verteilung angewandt.

Mit dM , der Masse aller Partikel des Intervalls $[d, d + dd]$ und der Masse eines einzelnen Partikels m_d aus diesem Intervall, lässt sich dN anschreiben als

$$dN = \frac{dM}{m_d}.$$

Mit dM und m_d als

$$dM = Mdf = M \frac{1}{d} \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma}} e^{-\frac{\ln(d) - \ln(\bar{d}_m)^2}{2 \ln^2 \sigma}} dd$$

und

$$m_d = \frac{\pi}{6} d^3 \rho.$$

Hier steht ρ für die als einheitlich angenommene Dichte des Partikelmaterials von $\rho = 1500 \frac{kg}{m^3}$ und M für die Gesamtmasse aller Partikel pro Volumseinheit. Die Masseverteilung wird nicht mit $\bar{d}$ und σ beschrieben, sondern mit $\bar{d}_m$ und σ , $\bar{d}_m$ ist der mittlere Massedurchmesser, jener Partikeldurchmesser, bei dem die eine Hälfte der Masse auf kleinere und die andere Hälfte der Masse auf größere Partikel verteilt ist. Der Zusammenhang zwischen $\bar{d}$ und $\bar{d}_m$ lautet

$$\bar{d}_m = \ln \bar{d} + 3 \ln^2 \sigma.$$

Die Herleitung dieses Zusammenhangs ist etwas aufwendig, daher wird diese im Anhang ausgeführt.

Für den Fall einer Verteilung mit zwei Moden ergibt sich dM zu

$$dM = \frac{1}{d\sqrt{2\pi}} \left(\frac{M_1}{\ln \sigma_1} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_{m,1}))^2}{2 \ln^2 \sigma_1}} + \frac{M_2}{\ln \sigma_2} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_{m,2}))^2}{2 \ln^2 \sigma_2}} \right) dd$$

Hier übernehmen die Gesamtmasse des jeweiligen Mode, M_1 und M_2 , die Funktion des Gewichtungsfaktors q aus Gleichung (3.4.1). Somit wird die Gleichung für dN zu

$$dN = \frac{1}{\frac{\pi}{6} d^4 \rho \sqrt{2\pi}} \left(\frac{M_1}{\ln \sigma_1} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_{m,1}))^2}{2 \ln^2 \sigma_1}} + \frac{M_2}{\ln \sigma_2} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}_{m,2}))^2}{2 \ln^2 \sigma_2}} \right) dd$$

Mit diesen Mitteln und dem Übergang von Summe zu Integral wird $\gamma(\theta, \lambda)$ zu

$$\begin{aligned} \gamma(\theta, \lambda) &= n_1 \varepsilon_1(\theta, \lambda) + n_2 \varepsilon_2(\theta, \lambda) + n_3 \varepsilon_3(\theta, \lambda) + \dots + n_p \varepsilon_p(\theta, \lambda) = \\ &= \int_0^\infty dN \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{|S_1^2| + |S_2^2|}{2} \frac{1}{sr} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_0^\infty \frac{1}{\frac{\pi}{6} d^4 \rho \sqrt{2\pi}} \left(\frac{M_1}{\ln \sigma_1} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}m,1))^2}{2\ln^2 \sigma_1}} + \frac{M_2}{\ln \sigma_2} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}m,2))^2}{2\ln^2 \sigma_2}} \right) \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{|S_1^2| + |S_2^2|}{2} \frac{1}{sr} dd = \\
&= \int_0^\infty d\gamma(\theta, \lambda) = \gamma(\theta, \lambda). \tag{4.0.2}
\end{aligned}$$

Zu dieser Formulierung gibt es eine wichtige Bemerkungen zu machen: Es gilt zu beachten, daß $S_1 = S_1(\alpha, m, \theta)$ und $S_2 = S_2(\alpha, m, \theta)$ Funktionen von α und somit auch von d abhängig sind und nicht aus dem Integral herausgehoben werden dürfen.

Mit Gleichung (4.0.2) kann man sich $\gamma(\theta)$ berechnen, die Streuung und somit die diffusen Lichtverhältnisse beschreiben. Zum Ende dieses Kapitels werden die zwei Komponenten der atmosphärischen Strahlung, der direkten und diffusen Strahlung, wiederholt:

Für direktes Licht mit der Einheit der Strahlflußdichte $[\frac{W}{m^2}]$ gilt:

$$E_{direkt}(\lambda) = E_0(\lambda) e^{-\frac{\tau_{v\odot d}}{\cos \vartheta}}.$$

Die Gleichung für das Streulicht als Leistung in W , das die Wellenlänge λ hat und unter dem Winkel θ gestreut wird, auf $1m^2$ lautet:

$$L_{Boden}(\theta, \lambda) = \gamma(\theta, \lambda) E(\lambda) V \omega e^{-\sigma_{ext} \frac{h}{\cos \vartheta}}$$

Dabei gilt zu beachten, daß dies nur den Beitrag des Volumens V zur Gesamtstreuung auf den betrachteten Quadratmeter darstellt. Für die Berechnung der gesamten diffusen atmosphärischen Streuung auf einen m^2 muss L_{Boden} demnach über den Halbraum (also $0^\circ < \text{Zenitwinkel } \vartheta < 90^\circ$ und $0^\circ < \text{Azimutwinkel } \varphi < 180^\circ$) integriert werden

Mit

$$\gamma(\theta, \lambda) = \int_0^\infty \frac{1}{\frac{\pi}{6} d^4 \rho \sqrt{2\pi}} \left(\frac{M_1}{\ln \sigma_1} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}m,1))^2}{2\ln^2 \sigma_1}} + \frac{M_2}{\ln \sigma_2} e^{-\frac{(\ln(d) - \ln(\bar{d}m,2))^2}{2\ln^2 \sigma_2}} \right) \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{|S_1^2| + |S_2^2|}{2} \frac{1}{sr} dd,$$

sowie

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) e^{-\sigma_{ext} \frac{H-h}{\cos \vartheta}},$$

und

$$\omega = \frac{1m^2}{R^2} \cos \vartheta.$$

Weitere Details über die Berechnung des Streulichts, sowie die Ergebnisse dessen sind im Kapitel über die Auswertung der Ergebnisse des Cimel Sonnenphotometer zu finden.

Die Wahl der Parameter wie zum Beispiel $\bar{d}_{1,2}^-$ wird im Unterkapitel über die suche nach $\gamma(\theta, \lambda)$ beschrieben.

Kapitel 5

Cimel Sunphotometer

Ein Photometer ist ein Meßinstrument, das gewisse photometrische Größen wie zB die Strahlflußdichte mißt. Das Meßprinzip beruht auf dem photoelektrischen Effekt, der Wechselwirkung von Licht und Materie, speziell Metallen bzw. Metallegierungen und Halbleitern. Dabei wird ein auf das Material einfallende Photon von einem Atom desselben absorbiert und ein dadurch angeregtes Elektron aus der Bindung heruangelöst, man spricht auch oft vom "Herausschlagen" von Elektronen aus dem Metallverband. Damit ein Elektron die Bindung an ein Atom verliert, muß das einfallende Photon mindestens die Energie der Bindungsenergie haben. Die Vergleichsgröße für diese Mindestenergie heißt Austrittsarbeit, welche eine materialspezifische Größe ist. Diese nun freien Elektronen bauen eine meßbare elektrische Spannung auf, die proportional zur Bestrahlungsstärke ist. Mit geeigneten Filtern (dem gewünschten Spektrum entsprechend) bei einem Detektormaterial mit geringer Austrittsarbeit (Silizium-Legierungen sind häufig) kann so das Spektrum des auf den Detektor fallenden Sonnenlichts analysiert werden. Das heißt, man kann auf diesem Weg untersuchen, wieviel vom Licht (Bestrahlungsstärke) auf gewisse Wellenlängen (Filter) verteilt ist.

Ein Sonnenphotometer ist ein Photometer, das speziell für die Messung atmosphärischer Strahlung für den Bereich des elektromagnetischen Spektrums konzipiert wurde, in dem Sonnenstrahlung auftritt, also vom Ultravioletten über den sichtbaren Bereich bis zum Infrarot. Viele der modernen Sonnenphotometer sind als Feldinstrumente konzipiert. Als solche besitzen diese oft einen eingebauten Computer, der mehrere unterschiedliche Meßabläufe ermöglicht, sowie die Messungen aufzeichnet und Motoren bzw Rotoren steuert. Letztere erlauben eine automatische Nachjustierung, um den mit der Tageszeit veränderlichem Sonnenstand zu folgen. Da die übliche Bauweise eines Photome-

ters verschiedene Filter beinhaltet, steuert der Computer auch, welcher Filter verwendet wird.

Die Messungen wurden mit einem Sonnenphotometer der französischen Firma Cimel durchgeführt. Es hat einen Silizium-Detektor und Filter für 440nm, 500nm, 670nm, 870nm, 1020nm und 1640nm. Der eingebaute Computer und die Mechanik zur Bewegung des Meßkopfes werden über eine Batterie betrieben, es stehen aber zur Schonung derselben auch serienmäßig Photovoltaikzellen zur Verfügung. Da die Photosynthese mit Licht aus dem sichtbaren Bereich funktioniert, werden im Folgenden nur die ersten drei Filter und die dazugehörigen Messwerten betrachtet und weiterverarbeitet. Die Bezeichnung bzw. Nummerierung ist von der Ausgabe des Sonnenphotometers beeinflusst, daher ist die Nummerierung nicht mit aufsteigend mit größer werdender Wellenlänge: $\lambda_1 = 500nm$, $\lambda_2 = 440nm$, $\lambda_3 = 670nm$

Die Detektoren befinden sich in den Kollimatoren, in diesem Fall sind das Röhren zum Ausblenden von unerwünschtem Licht aus sämtlichen Raumrichtungen, sodaß nur Licht aus einem bestimmten Raumwinkel (Field of View ist laut Hersteller $1,2^\circ$) zum Detektor gelangt. Es gibt zwei Detektoren in jeweils einem eigenen Kollimator (daher das Doppelrohr, siehe Abb. 5.1), einen für Messungen des Lichts aus der direkten Richtung zur Sonne und einen für Licht aus allen anderen Himmelsrichtungen. Der Grund für diese Trennung ist die hohe Intensität des direkten Sonnenlichts, die eine andere Handhabung des Detektorsignals verlangt.



Abbildung 5.1: Der Meßkopf des Cimel Sonnenphotometers

Bevor das Gerät automatisiert Messungen durchführt, muß es manuell zur Sonne hin justiert werden. Dabei werden der Azimut- und Zenitwinkel getrennt voneinander eingestellt. Ein kleines Loch, durch

das Licht treten kann, auf dem vorderen Ende des Kollimators und ein ebenso kleiner Punkt am hinteren Ende helfen bei der Ausrichtung, vergleichbar mit Kieme und Korn. Das kann zu einem mühsamen Unterfangen ausarten, denn wenn man es geschafft hat, den Azimut oder Zenit einzustellen, muß man den jeweils anderen Winkel recht schnell einstellen, sonst ist der Sonnenstand wieder ein anderer und die Prozedur muß von neuem beginnen. Ist die Ausrichtung des Meßkopfes gelungen, kann das Gerät dem Sonnenverlauf automatisch folgen, ermöglicht durch Berechnungen des Sonnenstands des Computers. Dazu muß nur die korrekte Position (Längen- und Breitengrad) und die genaue Uhrzeit in das Gerät eingegeben werden, der Rest erfolgt automatisch.

Die Meßwerte werden aufgezeichnet und im Cimel-Computer gespeichert. Diese Daten können auf einem üblichen Heimcomputer überspielt und mit einer für das Gerät und dessen Daten erstellten Software (ASTP-Win für Windows) betrachtet werden. Die Übertragung vom Cimel zu einem externen Computer erfolgt via Kabel.

Es stehen mehrere Meßprotokolle bzw Meßprozeduren zur Auswahl, da für diese Arbeit das direkte und diffuse Streulicht von besonderer Bedeutung ist, wurde jene Meßprozedur gewählt, die sich besonders dafür eignet und den Namen Almucanter trägt. Bei einer Almucantarmessung wird die Sonne anvisiert, der Zenitwinkel bleibt konstant und der Azimutwinkel β variiert um 360° in vorgegeben Winkelabständen.

Es folgt eine Tabelle mit den Meßwinkeln β_l des Sonnenphotometers, angegeben in Grad relativ zum momentanen Sonnenstand. Die Nummerierung wird zur späteren Verwendung der Daten eingeführt. Da es in dieser Verwendung um Streuung geht, wird später die Direktmessung bei 0° nicht verwendet, daher hat diese Messung die Nummer 0.

Index l	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
β_l in $^\circ$	0	3	3,5	4	5	6	6	7	8	10	12	14	16	18	20	25	30

Index l	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
β_l in $^\circ$	35	40	45	50	60	70	80	90	100	120	140	160	180

Tabelle 6.1: Die Winkel der Almucantarmessung relativ zum Sonnenstand

Bemerkung zur Tabelle: bei 6° wird sowohl mit Himmels- als auch mit Sonnenkollimator gemessen, daher existiert dieser Messwinkel zweimal.

Der Grund, warum sich diese Meßprozedur besonders für Streulich-
tanalysen eignet, ist, daß es sich beim Licht, das aus einer beliebigen
Himmelsrichtung kommt, um Streulicht handelt. Da in dieser Arbeit von Mie-Streuung ausgegangen wird, die auf der Lichtstreuung an
kugelförmigen Teilchen aufbaut, ergibt sich eine Rotationssymmetrie.
Daher ist der Winkel β , der Azimutwinkel zwischen Meßrichtung und
Sonnenstrahlen, stets mit dem Streuwinkel θ verknüpft, d.h. man erhält bei der Almucantar-Prozedur Streulichtmessungen sowie indirekt
auch den Streuwinkel.

Die Beziehung zwischen Messrichtung, Sonnenrichtung (Richtung
der Sonnenstrahlen) und Streuwinkel läßt sich über das Skalarprodukt
der Richtungseinheitsvektoren von der jeweiligen Messung und des Sonnenstands ermitteln. Im Koordinatensystem des Cimel Sonnenphotometers, das in Richtung Sonne zeigt ($\beta = 0^\circ$ für die Richtung zur Sonne), lauten die Formulierungen für die Richtungseinheitsvektoren der Sonne, $\vec{s}$, sowie der Messung, $\vec{m}$, bei einem Sonnenzenitwinkel von ϑ_s und einem Azimutwinkel von β :

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} \sin(\vartheta_s) \cos(\beta) \\ \sin(\vartheta_s) \sin(\beta) \\ \cos \vartheta_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\vartheta_s) \\ 0 \\ \cos \vartheta_s \end{pmatrix}$$

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} \sin(\vartheta_s) \cos(\beta) \\ \sin(\vartheta_s) \sin(\beta) \\ \cos \vartheta_s \end{pmatrix}$$

Das Skalarprodukt dieser zwei Richtungsvektoren ergibt den Kosinus des eingeschlossenen Winkels, der in diesem Fall ident mit dem Streuwinkel θ ist. Der Zusammenhang zwischen Messwinkel β vom Sonnenphotometer und des Streuwinkels θ lautet daher:

$$\theta = \arccos(\sin^2 \vartheta_s \cos \beta + \cos^2 \vartheta_s) \quad (5.0.1)$$

Der maximale Streuwinkel, den man mit den Almucantar-Messungen erhält, hängt vom Sonnenzenitwinkel θ_s ab und folgt der Beziehung $\theta_{max} = 2\vartheta_s$.

Für einen großen Streuwinkelbereich würden sich daher tiefe Sonnenstände für die Streulichanalyse eignen. Allerdings tritt dann aufgrund des längeren Weges auch vermehrt Mehrfachstreuung auf. Aus diesem Grund werden zur (einfach-)Streulichanalyse jene Almucantarmessungen zur Mittagszeit verwendet, wenn der Sonnenstand am höchsten ist.

Sind die Messungen vollbracht und die Daten vom Sonnenphotometer auf den PC überspielt, so stehen diese dort als .K7 Dateien zur

Verfügung. In der Abbildung 5.2 ist eine typische .K7 Datei zu sehen, geöffnet mit dem Cimel-Programm ASTP-Win.

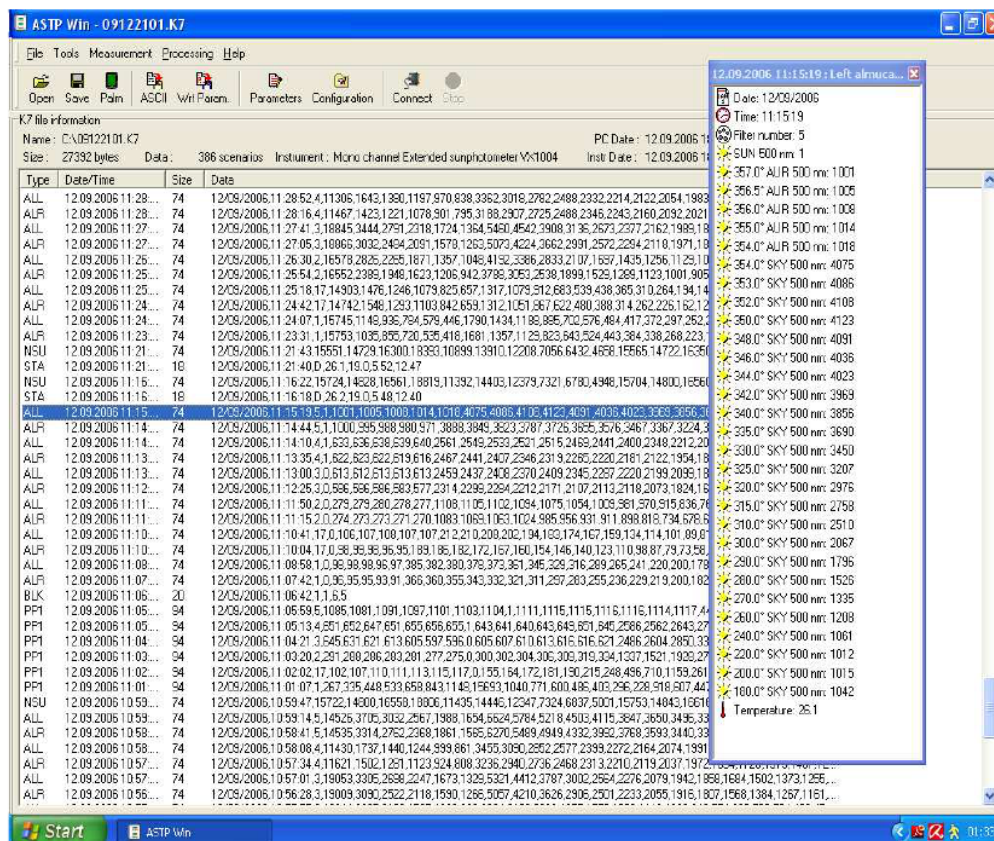


Abbildung 5.2: ASTP-Win, das Programm zum Einsehen der .K7 Cimel-Dateien

Die Datensätze sind in diesem Fall chronologisch geordnet, eine Zeile entspricht einer vollständigen Messprozedur zu einem gewissen Sonnenstand. Die Zahlen in der Zeile entsprechen den Messwerten für die 29 Winkel aus Tabelle 6.1, der erste Wert einer Zeile entspricht einer Filternummer.

Welche Messprozedur vorliegt, ist als Abkürzung am linken Bildschirmrand zu sehen. ALL bedeutet almucantar left, also ein Almucantar der linken Himmelshälfte, relativ zur Sonne und ALR bedeutet almucantar right, rechte Himmelshälfte. Weitere vorliegende, aber weiters nicht verwendete Prozeduren sind NSU, die Messung des direkten Sonnenlichts mit allen vorhandenen Filtern, sowie PP1, die Messung des Sonnen- und Streulichts bei konstant gehaltenem Azimut- und variiertem Zenitwinkel ("principal plane") und STA, der Messung von

Parametern wie Temperatur und Luftfeuchte. Bei Anwählen einer der Zeilen wird ein Fenster geöffnet (rechts in Abb. 5.2), das die Messungen übersichtlicher darstellt. Angezeigt wird das Datum und die Uhrzeit, sowie der Nummer des verwendeten Filters. Es folgen die Messwerte, in diesem Fall ein ALL und somit bewegen sich die Winkel zwischen 180° und 360° . SUN bedeutet, daß der Sonnenkollimator verwendet wurde, SKY symbolisiert die Verwendung des Himmelskollimators. AUR steht für Aureole, dem Korona-Bereich nahe der Sonne, der mit dem Sonnenkollimator gemessen wird. Die Zahlen repräsentieren den Meßwert. Es ist sehr bedauerlich, daß die genaue Bedeutung dieser Zahlen so schwierig herauszufinden ist. Weder in der Betriebsanleitung, noch auf der Homepage des Herstellers steht beschrieben, was diese Zahlen denn nun sind, also ob es Zählungen oder zu einer Spannung proportionalen Werte oder irgend etwas anderes sind. Auch schriftliche Anfragen diesbezüglich blieben unbeantwortet, daher können keine genauere Angaben über die Messwerte gemacht werden. Vermutlich wird die Beschreibung der Messergebnisse übergangen, weil bei sämtlichen Auswertungen nur der relative Wert zählt und somit Einheiten ohnehin wegfallen würden, siehe zB Langley-Plot im nächsten Kapitel, "Auswertung der Meßergebnisse des Cimel".

Das in diesem Kapitel beschriebene Sonnenphotometer wurde verwendet, um die vertikale optische Dicke und den Volumstreuoeffizienten $\gamma(\theta)$ einiger sonniger Tage im September 2006 in Wien zu ermitteln. Die Beschreibung des Weges von der .K7 Datei zu τ_{vod} und $\gamma(\theta)$ wird in der nächsten Sektion abgehandelt.

Kapitel 6

Auswertung der Meßergebnisse des Cimel

6.1 Umformattierung

Der erste Schritt der Auswertung ist das Exportieren der Meßergebnisse aus der .K7-Datei in das ASCII-Format (das ist ein Standard-Textformat, das von den meisten Editoren gelesen werden kann). Zu diesem Zweck gibt es eine eigene Option in ASTP-Win. Man hat nun die Messergebnisse des Cimel als Textdatei vorliegen, chronologisch und nach Filter geordnet.

Bevor man die Werte aus den .K7 Dateien weiterverarbeitet, sollte man diese noch auf eine einheitliche Verstärkung bringen, denn die Messwerte liegen in unterschiedlichen Verstärkungen vor. Die Verstärkungsfaktoren können für Messungen mit dem Himmelskollimator und dem Sonnenkollimator, sowie für jeden einzelnen Filter unterschiedlich sein. Einzusehen sind diese Faktoren in den betreffenden .K7 Dateien, wenn man die Schaltfläche "Parameter" anwählt. Die Bedeutung der dort verwendeten Kürzel kann der Gerätebeschreibung entnommen werden. Die angezeigten Werte für die Verstärkungen sind als Potenzen von zwei zu verstehen, also ein Wert von 3 für irgendeinen Filter irgendeines Kollimators bedeutet, daß der Verstärkungsfaktor 2^3 , also 8 ist. Die Verstärkung eines Filters bzw. Kollimators bezüglich eines anderen ist ident mit dem Verhältnis der Verstärkungsfaktoren der betrachteten Filtern bzw Kollimatoren.

Nach der Umformattierung wurde mittels Langley-Extrapolation die vertikale optische Dicke bestimmt.

6.2 Über die Langley-Extrapolation

Die Langley Extrapolation, auch Langley-Plot genannt, ist eine einfache Methode, um die vertikale optische Dicke eines Aerosols festzustellen und Informationen über die Kalibration eines Photometers zu erhalten. Das Lambert-Beer'sche Gesetz der Form

$$\frac{E(\lambda)}{E_0(\lambda)} = e^{-\tau_{\text{vod}} \kappa},$$

mit E bzw E_0 für die Strahlflußdichten nach und vor Kontakt mit dem Aerosol, wobei τ_{vod} für die optische Dicke und κ für die Airmass steht, wird logarithmiert:

$$\ln E - \ln E_0 = -\tau_{\text{vod}} \kappa,$$

bzw

$$\ln E = \ln E_0 - \tau_{\text{vod}} \kappa.$$

Ein Vergleich der obigen Gleichung mit der Geradengleichung $y = kx + d$ verdeutlicht, daß τ_{vod} als Anstieg angesehen werden kann, wenn $\ln E$ gegen κ aufgetragen wird.

Ausserdem kann man mit der Langley-Extrapolation das Photometer kalibrieren: Trägt man seine Messwerte für $\ln E$ gegen die Airmass κ auf und ermittelt die Ausgleichsgerade, so kann man durch Extrapolation zu $\kappa = 0$ auf die Eingangsstrahlflußdichte E_0 rückschließen, da an dieser Stelle gilt: $\ln E = \ln E_0 - \tau_{\text{vod}} \cdot 0$ und somit dort $E = E_0$ ist. Mit Werten für die extraterrestrische Strahlung kann der Zahl E_0 ein Wert in SI-Einheiten zugeordnet werden.

Die praktische Umsetzung sieht so aus, daß für E die Messwerte des direkten Sonnenlichts zu verschiedenen Zeitpunkten genommen werden. Die unterschiedlichen Zeitpunkte bedeuten unterschiedliche Sonnenstände und somit auch unterschiedlich lange Wegstrecken durch die Atmosphäre, repräsentiert durch den Airmassfaktor. Die Cimel-Dateien geben die Messwerte zu einer gewissen Zeit relativ zum Sonnenstand an, ohne diesen näher zu spezifizieren, daher wurde der Zenitwinkel zu den betrachteten Uhrzeiten und Tagen für diese Zeiten ermittelt. Eine Möglichkeit diese Winkel herauszufinden ist auf der Internetseite <http://aa.usno.navy.mil/data/docs/AltAz.php> gegeben, oder man berechnet diese selber (zB nach [3]). Für die Langley-Extrapolation wurde erstere Methode, in weiterer Folge zweite Methode angewendet.

Im durchgeführten Langley-Plot sind die Messwerte direkt vom Sonnenphotometer entnommen, also ohne Berücksichtigung auf die Verstärkungsfaktoren für den betrachteten Filter. Dies ist so geschehen,

weil beim Langley-Plot nur das direkte Sonnenlicht verwendet wird, die Streulichtmessungen sind hier ohne Relevanz. Man müßte also den erhaltenen Wert für E_0 noch mit dem entsprechenden Faktor multiplizieren, würde man das aus der Extrapolation gewonnene E_0 mit den anderen Meßwerten vergleichen wollen. Der Gewinn aus dem Langley-Plot für diese Arbeit ist aber ohnehin nur die vertikale optische Dicke τ_{vod} , die als Anstieg der Geraden $\ln E = \ln E_0 - \tau_{vod} \kappa$ ermittelt wurde. Durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor wie dem Verstärkungsfaktor würde sich der Wert für den Anstieg τ_{vod} nicht ändern.

Die oben beschriebene Vorgehensweise wurde für die Meßergebnisse des Cimel angewendet. Dabei ist jeweils der Logarithmus des ersten Wertes einer Almucantarprozedur (Meßung direkt zur Sonnenrichtung) dem Airmassfaktor $\kappa = \frac{1}{\cos \vartheta_S}$ zugeordnet worden, der dem Zenithwinkel ϑ_S des zum Zeitpunkt der Messung vorliegendem Sonnenstands entspricht. Diese Vorgehensweise wurde für die drei Wellenlängen des Cimel im sichtbaren Bereich, $440nm$, $500nm$ und $670nm$, angewendet.

In den folgenden Abbildungen sind die Ergebnisse des Langleyplot für die drei Wellenlängen zu sehen. Aus den Anstiegen ergibt sich

$$\tau_{vod}(440nm) = -0,51$$

$$\tau_{vod}(500nm) = -0,38$$

$$\tau_{vod}(670nm) = -0,17$$

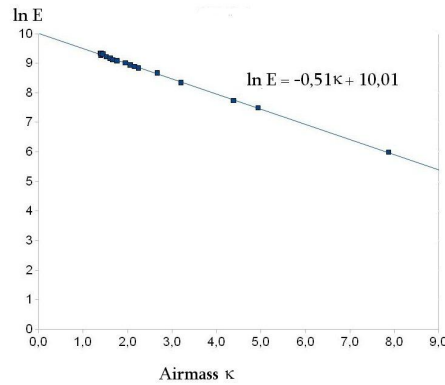


Abbildung 6.1: Langley-Extrapolation für die Messergebnisse vom 12.9. für $440nm$

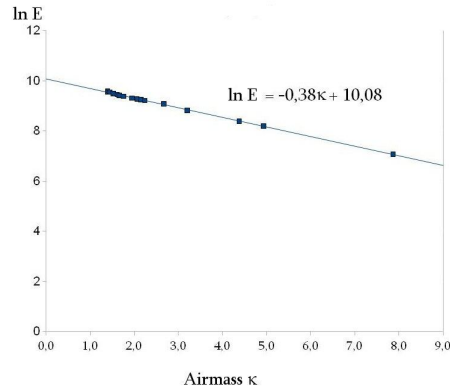


Abbildung 6.2: Langley-Extrapolation für die Messergebnisse vom 12.9. für $500nm$

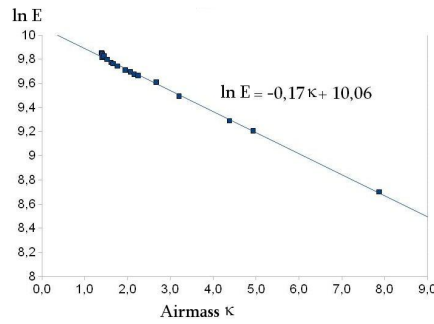


Abbildung 6.3: Langley-Extrapolation für die Messergebnisse vom 12.9. für $670nm$

(Bemerkung: Die y-Achse in den obigen Abbildungen ist mit $\ln E$ bezeichnet. Das ist nicht ganz korrekt, da die Meßergebnisse in einer relativen Einheit vorliegen, die nur proportional zu E ist.)

Mit der optischen Dicke $\tau_{vod}(\lambda)$ kann man nun die direkte, durch die Atmosphäre abgeschwächte, Strahlung für einen beliebigen Sonnenstand mit Zenithwinkel ϑ_S berechnen.

Das nächste Unterkapitel beschäftigt sich mit der Suche nach den Parametern von $\gamma(\theta, \lambda)$, wie zB den mittleren Durchmessern des *fine* und *coarse* mode $\bar{d}_1$ und $\bar{d}_2$.

6.3 Die Suche nach $\gamma(\theta, \lambda)$

Die Messwerte der Almucantarprozedur geben Aufschluß über Streulicht. Aus einem Vergleich der Messergebnisse und den laut Theorie zu erwartenden Werten wurde auf die Gegebenheiten des Aerosols geschlossen

und für weitere Berechnungen verwendet. Im Folgenden wird dieser Vergleich näher betrachtet, der zur Wahl der Parameter von $\gamma(\theta, \lambda)$ führt.

Da die Messwerte von Almucantar-Messprozeßen stammen, sind sie zu Streulicht von gewissen Streuwinkeln und somit zum Volumstreukoeffizienten $\gamma(\theta, \lambda)$ proportional. Der Volumstreukoeffizient ist jene Größe, die für den Streuprozess maßgeblich ist (siehe "Über den Volumstreukoeffizienten - eine Anwendung der Mie-Theorie"). Es werden jene theoretischen $\gamma(\theta, \lambda)$ gesucht, deren Verlauf möglichst gut mit den gemessenen Streulichtwerten übereinstimmen. Dazu wird $\gamma(\theta, \lambda)$ mit Hilfe der Mie-Theorie für die Streuwinkel θ berechnet, die in den Messergebnissen vorliegen.

Zur Berechnung von $\gamma(\theta, \lambda)$ benötigt man einige Parameter, wie zB den mittleren Massedurchmesser für fine bzw coarse mode $\bar{d}_{m1}$ bzw $\bar{d}_{m2}$. Da diese Parameter unbekannt sind, wurden diese im typischen Wertebereich variiert und das sich daraus ergebende $\gamma(\theta, \lambda)$ mit den Messdaten abgeglichen. Die 15 am besten mit den Messungen übereinstimmenden $\gamma(\theta, \lambda)$ werden arithmetisch gemittelt und das Ergebnis wird für die Berechnungen des Streulichts verwendet. Welche Parameter das sind und welche Werte diese haben können, ist in Tabelle 7.4.1 zusammengefaßt.

Als nächstes wird der Vergleich der Berechnung und der Messung betrachtet. Gesucht wurden jene $\gamma(\theta, \lambda)$, deren Verlauf, bzw deren Form denen der Messwerte entspricht.

Es wird eine Bezeichnung für die Messwerte des l -ten Winkels und der m -ten Wellenlänge eingeführt: $\delta(\theta_l, \lambda_m)$

$\delta(\theta_l, \lambda_m)$ bezeichnet die Messwerte, die den Streuwinkeln θ_l zugeordnet wurden, nicht den Messwinkeln β , wie vom Cimel vorgegeben (siehe Tabelle 6.1 für die Werte der Messwinkel β und Gleichung (5.0.1) für die Umrechnung von β auf θ). Zur Betrachtung der Ähnlichkeiten der Messwerte $\delta(\theta_l, \lambda_m)$ zu den berechneten $\gamma(\theta, \lambda)$ wird jeder einzelne Messwert durch die Summe aller Messwerte dividiert, denn dadurch bleibt die Form erhalten und das Einheitenproblem erübrigt sich ebenfalls. Die $\delta_{l,m}$ relativ zu deren Summe werden bezeichnet als

$$\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) = \frac{\delta_{l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\sum_{l=1}^{29} \delta_{l,m}(\theta_l, \lambda_p)}.$$

Durch die Gewichtung mit der Summe ist gewonnen, daß nun die (unbekannte) Einheit der Messergebnisse irrelevant geworden ist, aber deren Verlauf in Abhängigkeit des Streuwinkels erhalten bleibt.

Analog wird mit den berechneten $\gamma(\theta, \lambda)$ umgegangen. Diese werden vorläufig $\gamma_{l,m}(\theta_l, \lambda_m)$ genannt, bis die Berechnung derselben näher

betrachtet und deren eigentlich Form, $\gamma_{h,i,j,k,l,m,n}$, erläutert wird.

$$\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) = \frac{\gamma_{l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\sum_{l=1}^{29} \gamma_{l,m}(\theta_l, \lambda_m)}$$

Im Idealfall, das heißt, wenn die berechneten Volumsstreukoeffizienten denselben Verlauf wie die Messwerte haben, wäre das Verhältnis von $\gamma_{rel,l,m}$ zu $\delta_{rel,l,m}$ für alle l, m , also alle 29 Streuwinkel und 3 Wellenlängen gleich 1.

$$\frac{\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)} = 1 \text{ im Idealfall}$$

Möchte man wissen, wie die Abweichung des gesamten berechnetem Verlaufs der $\gamma_{rel,l,m}$ zu den $\delta_{rel,l,m}$, bietet sich die Summierung dieser Quotienten über gesamten Bereich der Streuwinkel an, das entspricht dem Ausdruck

$$\sum_{l=1}^{29} \frac{\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}.$$

Für den Idealfall gilt

$$\sum_{l=1}^{29} \frac{\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)} = 29$$

Es ist zu erwarten, daß manche $\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)$ größer und andere kleiner als $\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)$ sind, möglicherweise sogar beides für ein Vergleichspaar. Für die Quotienten aus $\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)$ und $\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)$ bedeutet dies, daß sie größer und kleiner als eins sein können. In Summe könnten sich die Abweichungen aufheben und 29 ergeben, d.h. den Idealfall vortäuschen. Aus diesem Grund wird nicht der Quotient als Vergleichskriterium gewählt, sondern das Quadrat des Logarithmus des Quotienten. Das Logarithmieren bewirkt, daß

$$\ln \frac{\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)} = \ln \gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) - \ln \delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) = 0 \text{ im Idealfall}$$

und

$$\ln \frac{\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)} = \ln \gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) - \ln \delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) > 0, \text{ wenn} \\ \gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) > \delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m),$$

sowie

$$\ln \frac{\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)} = \ln \gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) - \ln \delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) < 0, \text{ wenn} \\ \gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m) < \delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m).$$

Da der Logarithmus des Quotienten größer und kleiner als Null sein kann, ist es auch hier möglich, daß sich die Abweichungen bei der Summierung gegenseitig aufheben und die Summe Null ergibt, wie im Idealfall. Daher wird der Logarithmus des Quotienten noch quadriert, bevor summiert wird. Dadurch werden die Terme der Summe sicher größer als Null, was nach wie vor dem Wert bei Übereinstimmung entspricht. Die Summe der Quadrate der Logarithmen der Quotienten aus $\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)$ und $\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)$ gibt also Aufschluß über die Ähnlichkeit der berechneten Volumstreuoeffizienten mit den Messwerten für eine ausgewählte Wellenlänge. Möchte man alle drei verfügbaren Wellenlängen in den Vergleich miteinbeziehen, so kann man die beschriebene Vergleichsgröße für alle drei Wellenlängen zusammenaddieren. Das Ergebnis dieser Prozedur wird fortan mit ζ bezeichnet.

$$\zeta_{l,m} = \sum_{m=1}^3 \sum_{l=1}^{29} \ln^2 \frac{\gamma_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}{\delta_{rel,l,m}(\theta_l, \lambda_m)}$$

Mit ζ hat man eine Größe gewonnen, die aussagekräftig über die Ähnlichkeit des gemessenen Streulichts und der berechneten Volumstreuoeffizienten ist. Je näher ζ an Null liegt, desto ähnlicher sind sie sich bezüglich deren Form. Um der so erhaltenen Form von $\gamma(\theta)$ Absolutwerte zuzuordnen, wird ein weiterer Vergleich vorgenommen, nämlich der zwischen gemessener Extinktion und jener, die sich aus den Berechnungen ergibt. Durch Division der berechneten und gemessenen Extinktion ergibt sich ein Faktor, um den sich die beiden unterscheiden. Dabei wird eine Trennung des Extinktionskoeffizienten vorgenommen, in die additiven Extinktionskoeffizienten der Partikel und des Gases (Luftmoleküle), da die oben angeführten Rechnungen für die Streuung an Partikel erstellt worden ist. Der so ermittelte Faktor wird in die Berechnung der Lognormalverteilung eingefügt, sodaß letztendlich die Rechenergebnisse mit den Messergebnissen übereinstimmen.

Die genaue Vorgehensweise der Vergleiche zwischen Messung und Rechnung wird im folgenden Unterkapitel beschrieben.

6.3.1 Details des Rechenwegs

Im vorherigen Unterkapitel wurde die Methode des Vergleichens der Mess- und Rechenwerte abgehandelt, in diesem wird der Rechenweg der Vergleiche näher betrachtet.

Wie bereits erwähnt, wurden durch Variation der Parameter etliche Sets von $\gamma_{rel,l,m}$ erstellt, aus denen durch Vergleich mit den Messwerten die am Besten übereinstimmenden Ergebnisse ausgewählt wurden (das

waren jene $\gamma(\theta, \lambda)$, die beim Vergleich mit der Messung die kleinsten ζ ergeben haben).

Es wurde bisher nur angedeutet, daß durch Variation der Parameter diese eigentlich zu Variablen werden. In diesem Kapitel wird das Augenmerk auf die Berechnung des Volumstreckoeffizienten geworfen. Die Integralsform von $\gamma(\theta, \lambda)$ lautet

$$\gamma(\theta, \lambda) = \int_0^\infty d\gamma(\theta, \lambda)$$

mit

$$\begin{aligned} d\gamma(\theta, \lambda) = & \frac{1}{\frac{\pi}{6}d^4\rho} \left(\frac{M_1}{\sqrt{2\pi\ln\sigma_1}} e^{-\frac{(\ln(d)-\ln(\bar{d}_{m,1}))^2}{2\ln^2\sigma_1}} + \right. \\ & \left. + \frac{M_2}{\sqrt{2\pi\ln\sigma_2}} e^{-\frac{(\ln(d)-\ln(\bar{d}_{m,2}))^2}{2\ln^2\sigma_2}} \right) \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{|S_1^2| + |S_2^2|}{2} \frac{1}{sr} dd. \end{aligned}$$

Dabei ist der Partikeldurchmesser d die eigentliche Variable, die Größen M_1 , M_2 (Masse des fine und des coarse mode), $\bar{d}_{m,1}$, $\bar{d}_{m,2}$ (mittlere Massedurchmesser), σ_1 , σ_2 (Breite der Verteilung) sind die Parameter der Lognormalverteilung, die variiert werden. Die $|S_1^2|$ und $|S_2^2|$ sind Funktionen vom Größenparameter $\alpha = \frac{d\pi}{\lambda}$, vom relativen Brechungsindex zwischen Partikel und dessen Umgebung, sowie vom Streuwinkel. Die Wellenlänge λ ist durch die im Cimel- Sonnenphotometer vorhandenen Filter vorgegeben und für die Partikeldichte ρ wird ein typischer Wert angenommen. Um die Anzahl der Variablen herabzusetzen, wurde für M_2 , der Masse aller Partikel des coarse mode, ein konstanter Wert von $50 \frac{\mu g}{m^3}$ angenommen, aus der Klammer herausgehoben und nur das Verhältnis von M_1 zu M_2 variiert.

$$\begin{aligned} d\gamma(\theta, \lambda) = & \frac{M_2}{\frac{\pi}{6}d^4\rho} \left(\frac{M_1}{M_2} \frac{1}{\sqrt{2\pi\ln\sigma_1}} e^{-\frac{(\ln(d)-\ln(\bar{d}_{m,1}))^2}{2\ln^2\sigma_1}} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\sqrt{2\pi\ln\sigma_2}} e^{-\frac{(\ln(d)-\ln(\bar{d}_{m,2}))^2}{2\ln^2\sigma_2}} \right) \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{|S_1^2| + |S_2^2|}{2} \frac{1}{sr} dd. \end{aligned}$$

Dieser Schritt wird damit gerechtfertigt, daß die Partikel des coarse mode nicht soviel zur Streuung beitragen wie die des fine mode, deren Durchmesser in der Größenordnung des sichtbaren Lichts liegen. Ausserdem ist die Anzahlverteilung via Massenverteilung berechnet worden und da die Masse eines kugelförmigen Gebildes mit konstanter Dichte proportional zu d^3 ist, wird die Masse des coarse mode auf viel weniger Teilchen verteilt, als dies beim fine mode der Fall ist. Das resultiert in weniger Teilchen, die zur Streuung beitragen, darum wurde dem coarse

mode nur ein Schätzwert zugewiesen und nur die Gesamtmasse des fine mode variiert.

Die genannten Größen variieren in folgenden Bereichen:

variierte Grösse	minimaler Wert	maximaler Wert	Intervall-grösse	Anzahl d. Intervalle	Index-name
d	$0,01\mu m$	$10\mu m$	$0,01\mu m$	1000	p
d_1	$0,08\mu m$	$0,96\mu m$	$0,08\mu m$	12	j
d_2	$1,6\mu m$	$10\mu m$	$0,08\mu m$	12	k
σ_1	1,1	2,45	0,15	12	h
σ_2	1,1	2,45	0,15	12	i
$\frac{M_1}{M_2}$	0,01	10	ca. 1,0	11	m

und zur Übersichtlichkeit die vom Sonnenphotometer vorgegebenen Größen:

λ	$440nm$	$670nm$	Unterschiedlich	3	n
β	3°	180°	Unterschiedlich	29	l

Tabelle 7.4.1: Die Parameter für die Suche nach $\gamma(\theta, \lambda)$

Für Streulichtanalysen ist es von Vorteil, wenn der Himmel wolkenlos ist, denn diese verändern die Lichtverhältnisse maßgeblich und das auf unnachvollziehbare Weise, je bewölkter es ist. Das schränkt die Auswahl der Tage auf zwei ein, an denen das Cimel in Betrieb war, dem 11ten und dem 12ten September 2006. Von denen wurde der Letztere willkürlich zur weiteren Betrachtung herangezogen.

Nachdem die Daten ins ASCII-Format und auf einheitliche Verstärkung gebracht worden sind, sind die Messwerte noch durch deren Summe dividiert worden. Dadurch bleibt die Form erhalten und es erleichtert den Vergleich mit den berechneten $\gamma(\theta, \lambda)$, da mit diesen genauso umgegangen wurde.

In folgender Tabelle sind die $\delta_{rel,l,m}$, also die auf die Summe der Messwerte gewichteten Almucantarmessungen dargestellt, für die linke Himmelshälfte (relativ zur Sonne, ALL) vom 12.9. um zirka 11 Uhr ($\vartheta_S = 45,9^\circ$).

Index l	$\delta_{rel,l,1}$	$\delta_{rel,l,2}$	$\delta_{rel,l,3}$	β_l	θ_l
1	0,12697	0,10987	0,15597	3	2,15
2	0,10390	0,09108	0,12732	3,5	2,51
3	0,08797	0,07869	0,10604	4	2,87
4	0,06813	0,06319	0,07895	5	3,59
5	0,05668	0,05446	0,06272	6	4,31
6	0,05675	0,05463	0,06278	6	4,31
7	0,04955	0,04886	0,05205	7	5,03
8	0,04470	0,04510	0,04468	8	5,74
9	0,03858	0,04075	0,03542	10	7,18
10	0,03525	0,03794	0,03025	12	8,61
11	0,03296	0,03593	0,02685	14	10,04
12	0,03127	0,03422	0,02453	16	11,47
13	0,02995	0,03280	0,02291	18	12,9
14	0,02886	0,03148	0,02192	20	14,33
15	0,02626	0,02927	0,01987	25	17,88
16	0,02395	0,02740	0,01772	30	21,42
17	0,02208	0,02527	0,01620	35	24,94
18	0,02044	0,02315	0,01481	40	28,44
19	0,01865	0,02114	0,01326	45	31,9
20	0,01729	0,01958	0,01225	50	35,34
21	0,01470	0,01630	0,01051	60	42,09
22	0,01253	0,01404	0,00857	70	48,65
23	0,01056	0,01230	0,00714	80	54,98
24	0,00919	0,01090	0,00619	90	61,03
25	0,00816	0,00988	0,00551	100	66,75
26	0,00684	0,00862	0,00455	120	76,91
27	0,00619	0,00800	0,00401	140	84,88
28	0,00589	0,00764	0,00359	160	90,02
29	0,00576	0,00751	0,00344	180	91,8

Tabelle 7.4.2: Messdaten vom 12.9. um ca. 11Uhr

Am Ende des vorhergehenden Abschnitts ist erwähnt worden, daß noch ein weiterer Vergleich nötig ist, um den berechneten $\gamma(\theta)$ Absolutwerte zuzuordnen, die den Messergebnissen entsprechen. Dieser Vergleich wird im Folgenden näher betrachtet.

Jene Werte für die Parameter von $\gamma(\theta)$, die den kleinsten Vergleichswert ζ ergeben (d.h. jene Größenverteilung, die zu einem $\gamma(\theta)$ führt, die formähnlich zu den Messungen des Streulichts ist), wurde verwendet, um sich, auf der Mie-Theorie basierend, den Extinktionskoeffizienten der Partikel zu berechnen. Die Berechnungen für Extinktionskoeffizienten und Streukoeffizienten sind analog und da für let-

ztere bereits Formeln existieren (Gleichungen (3.3.1) und (3.3.2) bilden den Ausgangspunkt der folgenden Rechnungen), wird im Folgenden die Berechnung des Streukoeffizienten betrachtet.

Aus Gleichung (3.3.2) läßt sich der Streuquerschnitt eines Teilchens ermitteln. Für ein polydisperses Aerosol sind die Streuquerschnitte für alle Partikel der Fraktion dn zusammengefaßt zu

$$d\sigma_{streu} = \varepsilon dn.$$

Der Streukoeffizient des gesamten Aerosols kann als Summe aller Streuquerschnitte angesehen werden:

$$\sigma_{streu} = \int_0^\infty \varepsilon n(d) dd,$$

wobei $n(d)$ die gewählte Größenverteilung ist.

Es ist möglich den Extinktionsquerschnitt eines Teilchen zu berechnen, analog zur Gleichung (3.3.2), und die oben beschriebenen Rechnungen für diesen zu wiederholen, um den Extinktionskoeffizienten zu bestimmen. Das Ergebniss dieser Rechnung wird $\sigma_{ext,rech,p}$ genannt, da es der berechnete Extinktionskoeffizient der Partikelschicht ist. Mit Partikelschicht ist jener Teil der Atmosphäre gemeint, in dem sich sämtliche Partikel befinden. Diese Schicht (engl. boundary layer) ist etwa $2km$ hoch.

Zum Vergleich mit den Messwerten müssen diese noch von den Einflüssen der Luftmoleküle befreit werden. Der gemessene Extinktionskoeffizient liegt allerdings nur indirekt vor, in Form der vertikalen optischen Dicke τ_{vod} . Nun steht man vor dem Problem, daß die Extinktion der Partikel und jene der Luft in unterschiedlichen Höhenbereichen, ausgedrückt durch die Skalenhöhe $H_p = 2km$ bzw $H_l = 7,8km$, stattfindet. Um dieses Problem zu umgehen, wird die Höhe der Molekülschicht auf die Höhe der Partikelschicht umskaliert. Der Extinktionskoeffizient der Molekülschicht wird entsprechend verändert, damit die vertikale optische Dicke unverändert bleibt:

$$\tau_{vod,l} = \sigma_{ext,l} H_l = \sigma_{ext,l} \frac{H_l}{H_p} H_p = \sigma_{ext,l}^* H_p$$

und somit

$$\frac{\tau_{vod,l}}{H_p} = \sigma_{ext,l}^*$$

Das mit den Stern versehene $\sigma_{ext,l}^*$ bezeichnet den durch Multiplikation mit dem Faktor $\frac{H_l}{H_p}$ umskalierten Extinktionskoeffizient der Luftmoleküle.

Die vertikale optische Dicke der Luftmoleküle läßt sich für Licht der Wellenlänge λ mit folgender Beziehung ermitteln:

$$\tau_{vod}(\lambda) = \tau_{vod}(550nm) \frac{\lambda^{-4,08}}{550}$$

$$\tau_{vod}(550nm) = 0,093$$

Somit läßt sich der gemessene Extinktionskoeffizient $\sigma_{ext,mess}$ anschreiben als

$$\sigma_{ext,mess} = \sigma_{ext,mess,p} + \sigma_{ext,l}^*$$

und für den Partikel-Extinktionskoeffizienten der Messung ergibt sich

$$\sigma_{ext,mess,p} = \sigma_{ext,mess} - \sigma_{ext,l}^*$$

Der Faktor $c = \frac{\sigma_{ext,rech,p}}{\sigma_{ext,mess,p}}$ zeigt, um wieviel sich die berechnete Größenverteilung von der atmosphärischen Größenverteilung unterscheidet. In der Berechnung für $\gamma(\theta)$ wird im Nachhinein der Faktor $\frac{1}{c}$ zur angenommenen Größenverteilung hinzugefügt. Dadurch wird auch der berechnete Extinktionskoeffizient um denselben Faktor $\frac{1}{c}$ verringert und die Rechenergebnisse stimmen mit den Messungen überein.

6.4 Ergebnisse für $\gamma(\theta, \lambda)$

Mit den Parametern aus der Tabelle 7.4.1 und den Messwerten aus Tabelle 7.4.2 wurde eine Vergleichsprozedur, wie sie im vorigen Kapitel beschrieben wurde, computerunterstützt ausgewertet. Das bedeutet, daß jene Parameter $\bar{d}_1, \bar{d}_2, \sigma_1, \sigma_2, \frac{M_1}{M_2}$ gesucht worden sind, die bei der Berechnung des Volumstreuoeffizienten $\gamma(\theta, \lambda)$ zu möglichst formähnlichen Werten wie die der Messung führen.

Jenes Set von Parameter, das das kleinste ζ aus vorigem Kapitel ergibt, wird verwendet, um den Volumstreuoeffizienten $\gamma(\theta, \lambda)$ nach Gleichung (4.0.2) zu berechnen und durch anschließendem Vergleich des berechneten und gemessenen Extinktionskoeffizienten zu korrigieren. Das Ergebnis ist in den folgenden Graphiken dargestellt, zunächst in der Form von $\gamma_{rel}(\theta, \lambda)$ und δ_{rel} , um eine vergleichende Darstellung zu ermöglichen, gefolgt von einer Darstellung von $\gamma(\theta, 500nm)$. Die größeren Punkte, die nur für einen Streuwinkel bis zirka 90° existieren, sind die δ_{rel} , also die Meßwerte, die durch deren Summe dividiert worden sind.

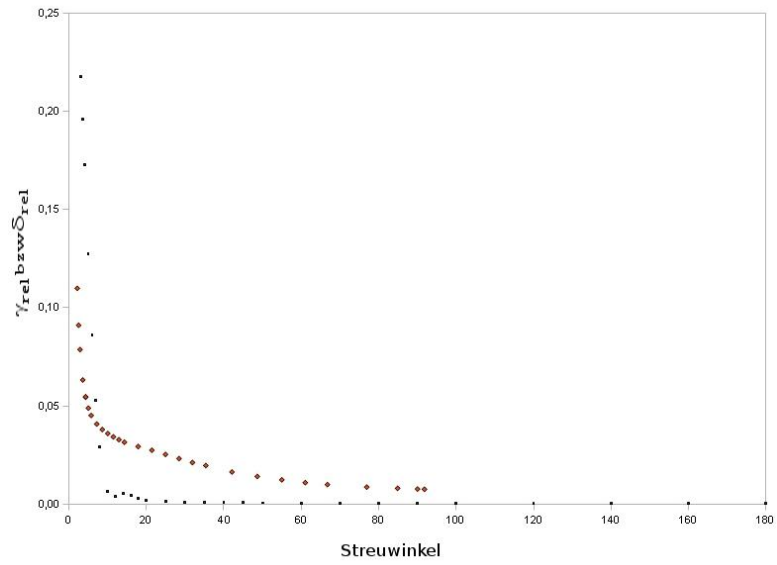


Abbildung 6.4: Berechnete $\gamma_{rel}(\theta, \lambda)$ (feine Punkte) und gemessene δ_{rel} (dicke Punkte) für 440nm

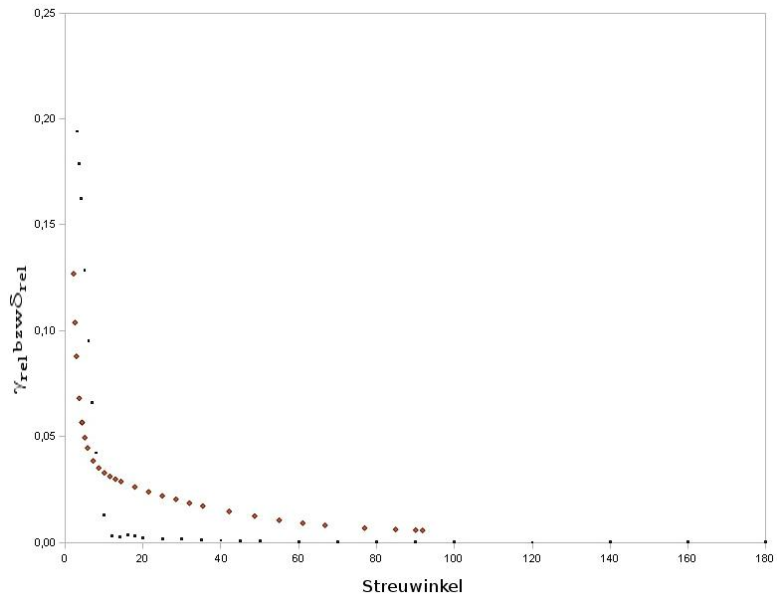


Abbildung 6.5: Berechnete $\gamma_{rel}(\theta, \lambda)$ (feine Punkte) und gemessene δ_{rel} (dicke Punkte) für 500nm

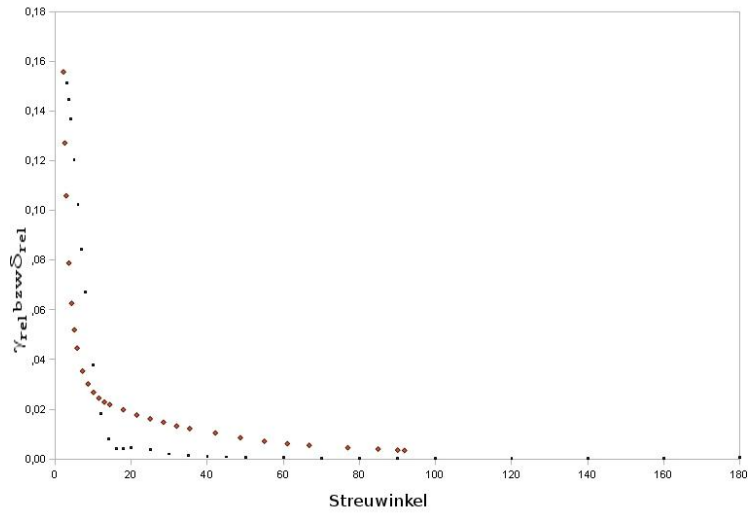


Abbildung 6.6: Berechnete $\gamma_{rel}(\theta, \lambda)$ (feine Punkte) und gemessene δ_{rel} (dicke Punkte) für $670nm$

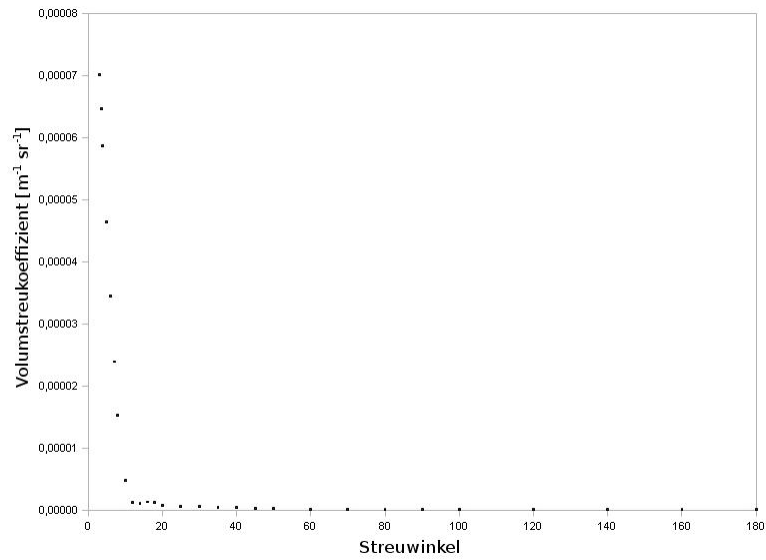


Abbildung 6.7: Berechnete $\gamma(\theta, \lambda)$ für $500nm$

Der unterschiedliche Verlauf von $\gamma_{rel}(\theta, \lambda)$ und δ_{rel} liegt vermutlich an der Mehrfachstreuung, die bei der Berechnung von $\gamma_{rel}(\theta, \lambda)$ vernachlässigt wurde, aber bei den gemessenen δ_{rel} trotzdem vorkommt. Dadurch ist das gemessene Streulicht bis zu einem gewissen Streuwinkel kleiner als das Berechnete. Das aufgrund der Mehrfachstreuung umge-

lenkte Licht muß an anderer Stelle wieder hervortreten, weshalb das gemessene Streulicht nach diesem Winkel etwas größer als das Berechnete ist.

6.5 Die Berechnung des Streulichts

Es wird das Streulicht auf einer $1m^2$ großen, horizontalen Bodenfläche gesucht, die Ergebnisse aus dem vorhergehenden Kapiteln werden angewandt. Zu dessen Bestimmung wird Gleichung (3.3.4) verwendet und über eine Halbkugel mit Atmosphärenhöhe H als Radius integriert, um den Beitrag zum Streulicht von jedem Volumselement vom Aerosol zu berücksichtigen. Dazu werden die Größen aus (3.3.4) in Kugelkoordinaten umformuliert. So wird V zu $dV = R^2 d\omega_0 dR$. $d\omega_0$ ist der Raumwinkel, über den integriert wird, $d\omega_0 = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$. In diesem Koordinatensystem erhält E die Form $E = E_0 \exp[-\frac{H-R\cos\vartheta}{\cos\vartheta_s}\sigma_{ext}]$. Das ω behält seine Form: $\omega = \frac{1m^2 \cos\vartheta}{R^2}$. In Abbildung 4.1 illustriert den Integrationsweg, R entspräche hier die unbeschriftete Verbindung von V zum bestrahltem m^2 und $d\omega_0$ ist der Raumwinkel, unter dem das Volumen V von der bestrahlten Bodenfläche aus erscheint.

Somit führen Gleichungen (3.3.4) und (4.0.1) zu

$$\begin{aligned} d^3 L_{Boden} &= E \gamma \omega e^{-R\sigma_{ext}} dV = \\ &= E_0 e^{-\frac{H-R\cos\vartheta}{\cos\vartheta_s}\sigma_{ext}} \gamma \frac{1m^2 \cos\vartheta}{R^2} e^{-R\sigma_{ext}} R^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi dR = \\ &= E_0 \gamma \sin\vartheta \cos\vartheta 1m^2 d\vartheta d\varphi (e^{-\frac{H-R\cos\vartheta}{\cos\vartheta_s}\sigma_{ext}} e^{-R\sigma_{ext}} dR) \end{aligned}$$

$d^3 L_{Boden}$ wird über R von 0 bis H integriert:

$$d^2 L_{Boden} = E_0 \gamma \sin\vartheta \cos\vartheta 1m^2 d\vartheta d\varphi \int_0^H e^{-\frac{H-R\cos\vartheta}{\cos\vartheta_s}\sigma_{ext}} e^{-R\sigma_{ext}} dR$$

Das Integral ergibt

$$\frac{1}{k} (e^{-\frac{H\sigma_{ext}}{\cos\vartheta_s}} - e^{-\frac{kH}{\cos\vartheta} - \frac{H\sigma_{ext}}{\cos\vartheta_s}})$$

mit $k = \frac{\cos\vartheta_s - \cos\vartheta}{\cos\vartheta_s} \sigma_{ext}$ und somit

$$d^2 L_{Boden} = E_0 \gamma \sin\vartheta \cos\vartheta 1m^2 \frac{1}{k} (e^{-\frac{H\sigma_{ext}}{\cos\vartheta_s}} - e^{-\frac{kH}{\cos\vartheta} - \frac{H\sigma_{ext}}{\cos\vartheta_s}}) d\vartheta d\varphi$$

Dieser Ausdruck wurde computerunterstützt ausgewertet, d.h. numerisch über ϑ (von $0^\circ - 90^\circ$) und φ (von $0^\circ - 360^\circ$) integriert.

Das direkte Licht wird mithilfe des Lambert-Beerschen Gesetzes (siehe Gleichung (3.1.1)) berechnet und somit liegt das für die Photosynthese verfügbare Licht zu $440nm$, $500nm$ und $670nm$ vor, dargestellt in Abb. 6.8.

Die Ergebnisse dieser Rechnung liegen als Liste der direkten und diffusen Strahlung für besagte drei Wellenlängen vor (mit einem Wellenlängenintervall von $1nm$). Zu jeder vollen Stunde mit Sonnenlicht gibt es einen Eintrag, vom 1.Jänner bis zum 31.Dezember. In folgender Graphik sind direktes und diffuses Licht von $500nm$ bis $501nm$ für den ersten März gegen die Uhrzeit aufgetragen.

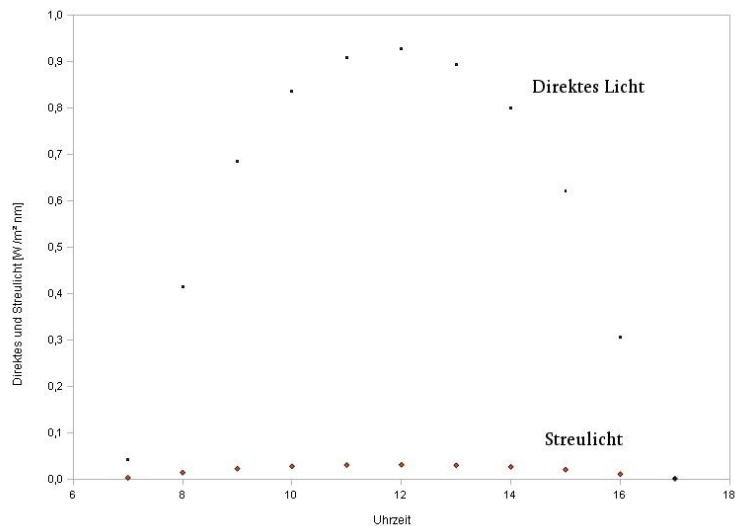


Abbildung 6.8: Direktes und Diffuses Sonnenlicht

Auffällig ist, wie klein das berechnete Streulicht ist. Es sind nur zirka 5% des direkten Lichts als Streulicht vorhanden, erwartet wurde ein Wert zwischen 10 – 20%. Der Grund hierfür ist leider unbekannt.

Nach einem kurzen Abriß über die wichtigsten Vorgänge der Photosynthese wird abgeschätzt, wieviel Biomasse sich anhand des zur Verfügung stehenden Lichts bildet.

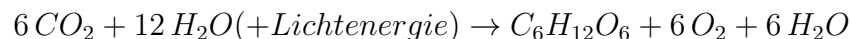
Kapitel 7

Über die Photosynthese

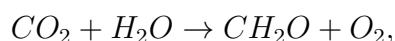
7.1 die Photosynthese

Die Photosynthese ist jener Prozess, in dem Lichtenergie in biologisch verwert- und "lagerbare", chemische Energie umgewandelt wird, wie zB Stärke oder Zucker. Die Lichtenergie wird unter anderem dazu verwendet, das reaktionsträge Kohlendioxid sowie Wasser zu spalten. Die Spaltprodukte werden für die Synthese von Kohlehydraten verwendet, in erster Linie Hexose. Das ist ein Zucker, der von sämtlichen Lebewesen verwertet werden kann. Aus diesem Zucker werden in weiterer Folge sämtliche andere organische Verbinden hergestellt, daher wird die Menge des über die Lebensspanne einer Pflanze produzierten Zuckers mit der Trockenmasse der Pflanze und ihrer Früchte gleichgesetzt.

Das unmittelbare Produkt der Photosynthese ist eigentlich ein Zucker mit drei Kohlenstoffatomen und einer Phosphatgruppe, dem Glycerinaldehyd-3-Phosphat, welcher jedoch oft zur Hexose oder anderen organischen Energieträgern wie Fette, Stärke oder andere Formen von Zucker weiterverarbeitet wird. Hexose hat die Summenformel $C_6H_{12}O_6$ und ist ein Überbegriff. Je nach Anordnung der H - und OH -Gruppen tragen die Moleküle unterschiedliche Namen. Bekannte Formen der Hexose sind Glucose und Fructose. Die Reaktionsgleichung der Photosynthese lautet



Die Sauerstoffmoleküle von $C_6H_{12}O_6$ stammen vom CO_2 und nicht vom H_2O . Das O_2 der rechten Seite der Reaktionsgleichung stammt vom H_2O . Eine reduzierte Form dieser Gleichung lautet



wobei CH_2O als Modellvorstellung zu verstehen ist und in der Natur

nicht isoliert vorkommt. Die allgemeine Formel von Kohlehydraten ist $(CH_2O)_n$.

Bevor die Photosynthese näher betrachtet wird, werden die Moleküle Adenosintriphosphat (ATP) und Nicotinamid-adenin-dinukleotid-phosphat (NADPH) vorgestellt, die von herausragender Bedeutung sind.

Das ATP ist an sämtlichen Zellprozessen, die Energie erfordern, beteiligt. Es ist der universelle biologische Energieträger. Diese Funktion verdankt es seiner Form (siehe Abbildung 7.1): Die drei negativ geladenen Phosphatgruppen liegen dicht beieinander und haben daher den Drang, sich voneinander zu entfernen, vergleichbar mit einer gestauchten Feder. Die Bindungen der Phosphatgruppen sind eher schwach und durch Hydrolyse (Spaltung einer chemischen Verbindung durch Reaktion mit Wasser) wird die hinterste Phosphatgruppe abgespalten. Das ATP wird zum ADP, dem Adenosindiphosphat und einer Phosphatgruppe P.



Durch die Abspaltung der hintersten Phosphatgruppe entspannt sich

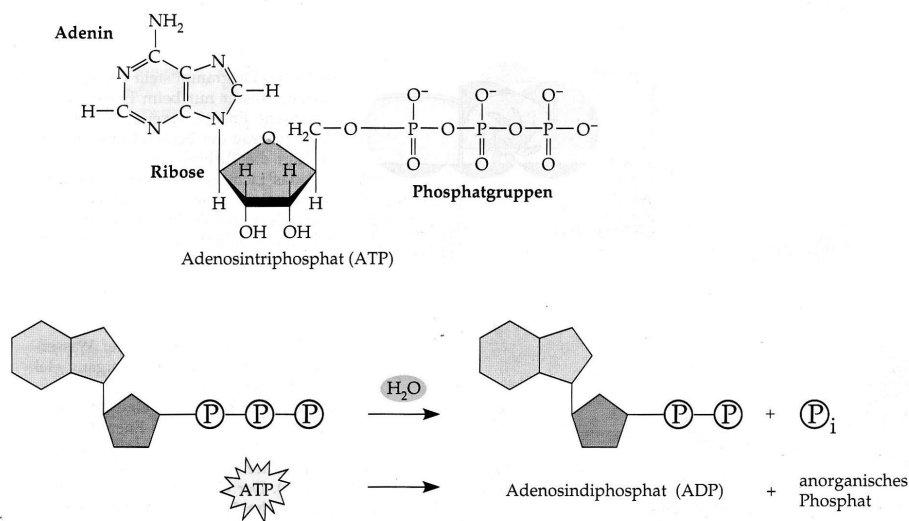


Abbildung 7.1: ATP

das ATP und die potentielle Energie des Moleküls wird freigesetzt. Mit dieser Energie wird das Leben auf zellulärer Ebene angetrieben. Damit einer aktiven Zelle also nicht die "Kraft" ausgeht, muss ständig ADP + P zu ATP umgewandelt werden, damit das ATP die Funktionen der Zelle betreiben kann. Eine aktive Muskelzelle regeneriert etwa 10^7 ATP Moleküle pro Sekunde. ([9])

Dem NADPH kommt als Reduktionsmittel, Elektronentransporter und -zwischenspeicher, sowie als Protonenzwischenspeicher Bedeutung zu.

Wenn später die Verwendung bzw. der Verbrauch von ATP oder NADPH beschrieben sind, so ist damit deren Umwandlung zum ADP oder NADP^+ gemeint.

Nun zum eigentlichen Zweck dieses Kapitels: der Beschreibung der Photosynthese. Obwohl auch manche Bakterien zur Photosynthese fähig sind, wird hier der Schwerpunkt auf den Hauptträger dieses Prozesses gelegt, den Pflanzen.

Der Ort, an dem die Photosynthese abläuft, ist der Chloroplast. Das ist jene Zelle, in der sich das bekannte Farbpigment Chlorophyll befindet. Alle grünen Teile einer Pflanze enthalten Chloroplasten. Die Blätter einer Pflanze sind besonders wichtig für die Photosynthese, weil sie besonders dicht mit Chloroplasten bestückt sind. Es befinden sich etwa $5 \cdot 10^5$ Chloroplasten in einem 1 mm^2 großen Ausschnitt eines Blattes. In Abbildung 7.2 ist der innere Aufbau eines typischen Blattes dargestellt.

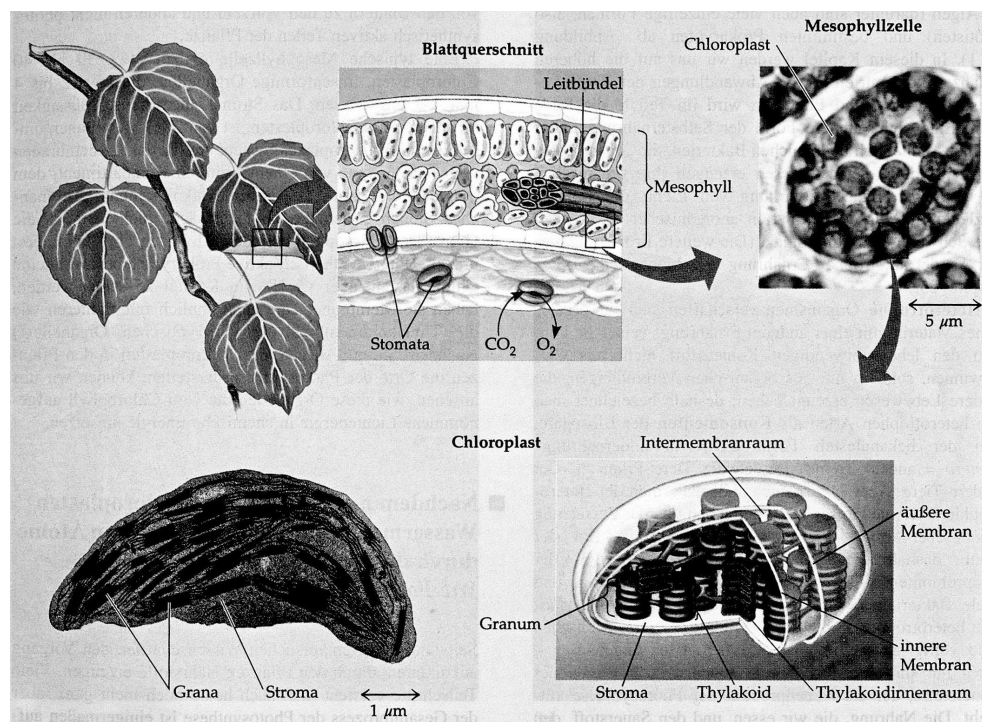


Abbildung 7.2: Der Ort der Photosynthese

In den Chloroplasten befinden sich die Thylakoide, in deren Membran die lichtabsorbierenden Pigmente eingelagert sind. Die Thylakoide

sind meist zu sogenannten Grana gestapelt (Granum im Singular), diese Form erhalten sie durch Überlappungen der Thylakoidmembran.

Die Photosynthese besteht aus zwei Teilprozessen, die im Zusammenwirken Zucker synthetisieren. Da eine dieser Prozesse vom Licht angetrieben wird und der andere keine direkte Lichtenergie zum Funktionieren benötigt, werden sie als Licht- und Dunkelreaktionen bezeichnet. Der Name Dunkelreaktion täuscht jedoch darüber hinweg, daß er auch bei Tageslicht vonstatten geht, daher wird im Folgenden die Bezeichnung Calvin-Zyklus bevorzugt. Die Lichtreaktionen liefern das ATP und NADPH, die beim Calvinzyklus zur Bildung des Zuckers benötigt werden.

Es folgt eine nähere Betrachtung der Lichtreaktionen, bevor auf den Calvin-Zyklus eingegangen wird.

Wenn ein Photon auf ein Farbpigment trifft, so besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß das Photon absorbiert wird und das Pigment in einen angeregten Zustand übergeht. Ob Absorption eintritt oder nicht hängt von der Wellenlänge des eintreffenden Photons und dem Absorptionsspektrum des Farbpigmentss ab. Die erwähnten Farbpigmente in der Membran haben unterschiedliche Absorptionsspektren. Das Hauptfarbpigment der Photosynthese ist das Chlorophyll. Man unterscheidet zwischen Chlorophyll-a und Chlorophyll-b. Der Unterschied zwischen den beiden liegt in deren Struktur begründet. Dieser Strukturunterschied verändert die Absorptionsspektren ein wenig. Eine weitere Gruppe von Pigmenten ist die der Carotinoide.

Wird ein Photon absorbiert, so geht ein Elektron des Pigments vom Grundzustand in einen energiereicheren, angeregten Zustand über. Solche angeregten Zustände sind im Allgemeinen instabil. Das sich im angeregten Zustand befindliche Elektron neigt dazu, in den Grundzustand zurückzukehren, indem es die aufgenommene Energie als elektromagnetische Welle (Licht oder Wärme) aussendet. Dies ist das Verhalten eines isolierten Farbpigments. In der Thylakoidmembran sind diese jedoch miteinander verbunden, zu sogenannten Lichtsammelkomplexen, die in Abbildung 7.3 schematisch dargestellt sind.

Diese bestehen aus mehreren hundert Chlorophyll-a und -b, sowie aus Carotinoidmolekülen. Anstatt die aufgenommene Energie wieder auszusenden, wie es bei isoliertem Chlorophyll geschieht, wird sie auf ein benachbartes Pigmentmolekül übertragen und somit weitergeleitet. Durch die unterschiedlichen Absorptionsspektren der Pigmentmoleküle sowie die Verknüpfung derselben untereinander, kann ein Lichtsammelkomplex das Sonnenlicht besser verwerten, als es einzelnen Molekülen möglich wäre. Die Übertragung der aufgenommenen Energie von einem Pigmentmolekül zum nächsten geschieht solange, bis die Energie zu

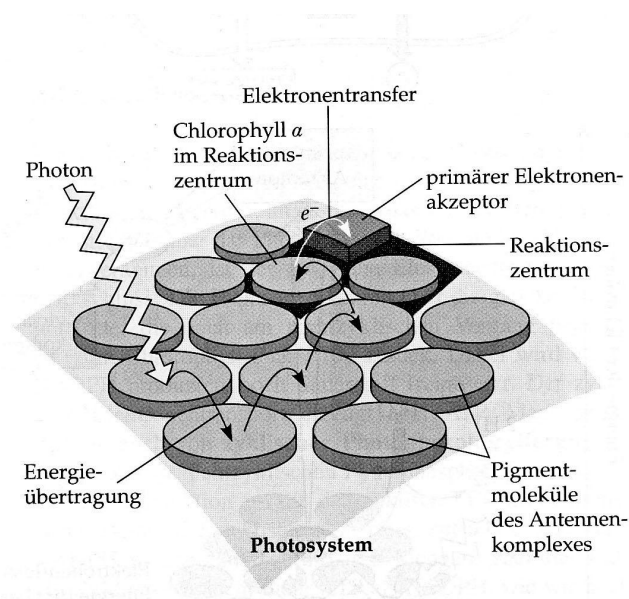


Abbildung 7.3: Lichtsammelkomplex der Chloroplasten

einem Reaktionszentrum weitergeleitet wird. Dieses besteht aus einem Paar von Chlorophyll-a Molekülen, die mit einem speziellen Protein verbunden sind. Dieses übernimmt die Aufgabe, das angeregte Elektron des Chlorophyllmoleküls aufzunehmen, in der Sprache der Chemie wird der Vorgang als Redoxreaktion bezeichnet. Die Abgabe eines Elektrons wird Oxidation und die Aufnahme Reduktion genannt. Das Protein, welches das Chlorophyll im Reaktionszentrum oxidieren läßt, wird als (primärer) Elektronenakzeptor bezeichnet.

Es werden zwei Arten von Lichtsammelkomplexen unterschieden, da sie sich physiologisch und vor allem funktionell voneinander unterscheiden. Die Bezeichnungen für die zwei Arten sind Photosystem-I und Photosystem-II. Beiden ist der Aufbau aus einem System aus Antennenpigmenten und einem Reaktionszentrum gleich. Bei beiden befindet sich ein Chlorophyll-a Paar im Reaktionszentrum, jedoch ist das Protein, das den primären Elektronenakzeptor stellt, unterschiedlich. Durch die Anbindung an unterschiedliche Proteine verschiebt sich das Absorptionsspektrum der Chlorophyll-a Moleküle ein wenig, daher wird jenes Chlorophyllpaar des Photosystem-I als P700 (Maximum des Absorptionsspektrums bei 700nm) und jenes des Photosystem-II als P680 (Maximum bei 680nm) bezeichnet.

Der funktionelle Unterschied der zwei Photosysteme läßt sich gut einsehen, wenn man den Weg der Elektronen der Lichtreaktion verfolgt. Deren Weg beginnt als Elektronen des Chlorophyll-a Paares im P680,

dem Reaktionszentrum des Photosystem-II. Die Bezeichnung der Photosysteme ist historisch bedingt. Da das Photosystem-I zuerst entdeckt wurde, trägt es diesen Namen, obwohl eigentlich das Photosystem-II am Beginn des Elektronentransportweges liegt: Die lichtinduzierte Anregung eines Farbpigments des Photosystem-II wird weitergeleitet, bis sie zum Reaktionszentrum P680 gelangt. Der primäre Elektronenakzeptor verhindert ein Zurückfallen in den Grundzustand der angeregten Elektronen und übernimmt diese. Die dadurch entstehenden Elektronenlücken der zwei Chlorophyll-a Moleküle im Reaktionszentrum werden durch zwei Elektronen aufgefüllt, die bei der Spaltung eines Wassermoleküls anfallen ($H_2O \rightarrow 2 H^+ + \frac{1}{2} O_2 + 2 e^-$, der von den Pflanzen abgegebene Sauerstoff stammt also vom Wasser).

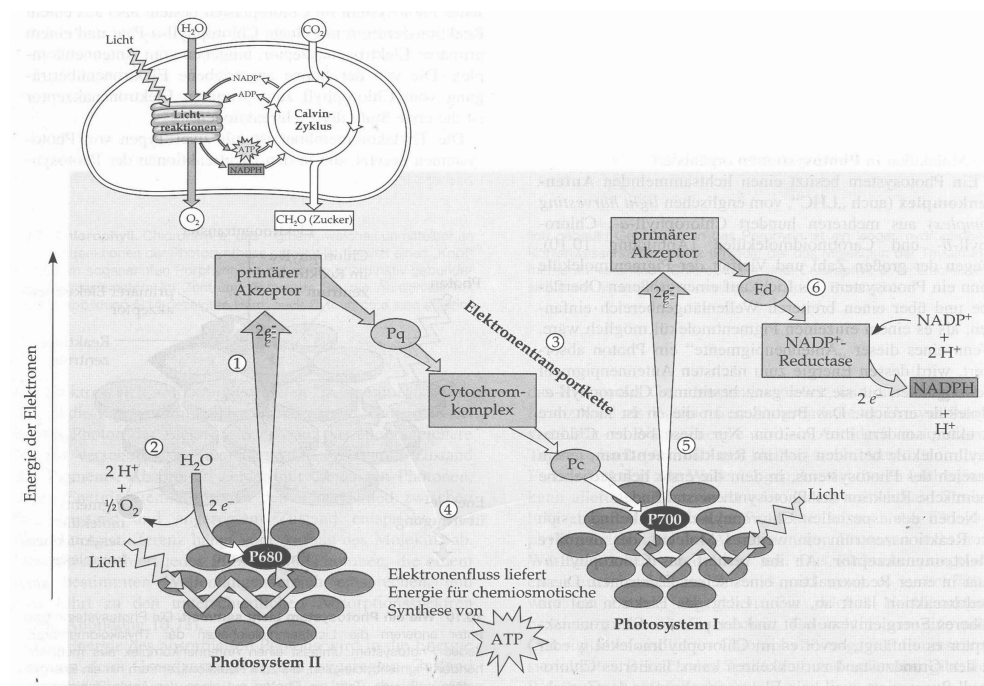


Abbildung 7.4: Die Lichtreaktionen

Der primäre Elektronenakzeptor gibt die zwei vom P680 entnommenen Elektronen an eine aus verschiedenen Proteinen bestehende Elektronentransportkette weiter. Zur Unterscheidung dieses Abschnitts des Weges der Elektronen und des gesamten Weges, wird dieser Abschnitt stets mit Elektronentransportkette bezeichnet. Im Zuge des Elektronentransportes über die Elektronentransportkette wird mit der Energie des Elektronenflusses die Regeneration von $ADP + P$ zu ATP angetrieben. Die Elektronentransportkette führt zum P700, dem Reaktionszentrum des Photosystem-I, wo die zwei Elektronen die Elektro-

nenlücken des dortigen Chlorophyll-a Paares auffüllen. Wird nun Licht vom Photosystem-I absorbiert und die Lichtenergie zum P700 weitergeleitet, so werden wieder zwei Elektronen an den primären Elektronenakzeptor des Photosystem-I abgegeben. An dieser Stelle scheidet sich der Weg der Elektronen zum zyklischen und zum nichtzyklischen Elektronentransport.

Der Weg des nichtzyklischen Elektronentransports führt vom primären Elektronenakzeptor des Photosystem-I zur NADPH-Reductase, der Regeneration von $\text{NADP}^+ + \text{H}^+$ zum NADPH, was die zwei Elektronen "aufbraucht" (aus dem System entfernt), daher nichtzyklisch.

Unter bestimmten Bedingungen werden die zwei Elektronen vom primären Elektronenakzeptor des Photosystem-I nicht zur Bildung von NADPH verwendet, sondern sie werden zurück zur Elektronentransportkette geführt, die zwischen Photosystem-II und Photosystem-I liegt und die Bildung von ATP antreibt. Beim nichtzyklischen Elektronentransport werden gleichviel ATP wie NADPH gebildet, jedoch wird für die Synthese von Zucker mehr ATP als NADPH verwendet. Der Weg des zyklischen Elektronentransportes wirkt dem Mangel an ATP entgegen, indem hier nur ATP aber kein NADPH gebildet wird.

Die im Zuge der Lichtreaktionen gebildeten ATP- und NADPH-Moleküle werden im Calvin-Zyklus zur Synthese von Zucker verwendet. Es folgt eine Beschreibung des Calvin-Zyklus, die zugehörige Abbildung ist 7.5:

Der unmittelbare Ertrag des Calvin-Zyklus ist nicht Hexose, sondern ein Zucker mit 3 Kohlenstoffatomen, dem Glycerinaldehyd-3-phosphat, der das Ausgangsmaterial für weitere Umformungen, zB zu Hexose, ist. Die drei dazu benötigten Kohlenstoffatome werden von drei CO_2 Molekülen der Luft entnommen. Die Anbindung des Kohlenstoffs der CO_2 Moleküle an bestehende Moleküle heißt Kohlenstoff-Fixierung. Die drei CO_2 binden sich an jeweils ein eigenes Zuckermolekül Ribulose-1,5-Bisphosphat, katalysiert durch das Enzym Ribulose-1,5-Bisphosphat-Carboxylase, kurz Rubisco. Ein Enzym ist ein Protein mit katalytischer Wirkung, es ist ein Reaktionsbeschleuniger. Rubisco ist vermutlich das am häufigsten vorkommende Protein, da es das häufigste Protein in den Chloroplasten ist.

Nachdem ein CO_2 Molekül an ein Ribulose-1,5-Bisphosphat Molekül angedockt ist, ist ein Zucker mit sechs Kohlenstoffmolekülen entstanden, dieses ist jedoch sehr instabil und zerfällt kurz darauf in zwei sich gleichende Teile, dem 3-Phosphoglycerat. Insgesamt wurde also aus drei CO_2 und drei Ribulose-1,5-Bisphosphat Moleküle sechs 3-Phosphoglycerat Moleküle gebildet. Im nächsten Schritt wird für jedes der sechs 3-Phosphoglycerat Moleküle ein ATP dazu verwendet, eine Phosphat-

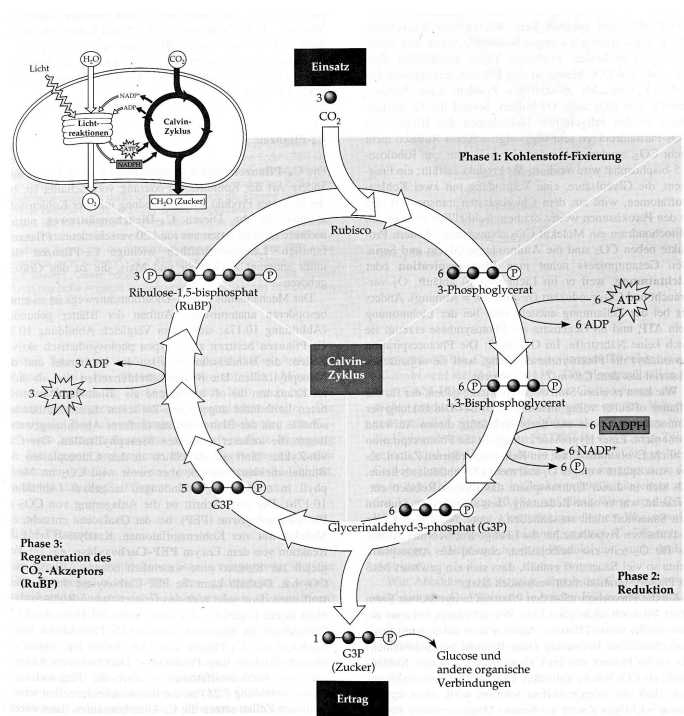


Abbildung 7.5: Der Calvin-Zyklus

gruppe an das 3-Phosphoglycerat anzuhängen, es entstehen dadurch sechs 1,3-Bisphosphoglycerate. Diese werden von sechs NADPH zu sechs Glycerinaldehyd-3-Phosphat Molekülen reduziert. Eines dieser Glycerinaldehyd-3-Phosphat Moleküle verläßt den Zyklus und kann als Ertrag des Calvin-Zyklus betrachtet werden. Die restlichen Fünf werden unter Verwendung von drei ATP wieder zum Ribulose-1,5-Bisphosphat umgewandelt, dem Ausgangsstoff des Calvinzyklus, an denen sich wieder drei CO_2 Moleküle anbringen lassen können.

Der Calvin-Zyklus braucht also neun ATP und sechs NADPH Moleküle, bereitgestellt durch die Lichtreaktionen, um aus drei CO_2 Molekülen den Zucker Glycerinaldehyd-3-Phosphat zu bilden.

Doch diese Information ist noch zu wenig, um die Lichtenergie bzw die Anzahl verfügbarer Photonen mit der damit gebildeten Biomasse zu verknüpfen. Es gilt noch das Absorptionsspektrum der Blätter zu berücksichtigen. Ausserdem gibt es weitere Größen, die die Biomasseproduktion beeinflussen, darum wurde die Verknüpfung zwischen Lichtenergie und Biomasseproduktion anhand eines experimentellen Befundes hergestellt, der Quantenausbeute. Diese stellt eine Beziehung zwischen der Anzahl auf ein Blatt treffender Photonen und der mit deren Energie photosynthetisch "verarbeiteten" CO_2 Moleküle her. Die Quan-

tenausbeute und deren Anwendung sind im Kapitel Biomasseproduktion beschrieben. Abgebildet ist sie in Abbildung 8.1.

Ein Umstand, der die Photosyntheserate indirekt beeinflusst, ist die Verteilung der Blätter. Denn Lichtenergie kann nur zur Photosynthese verwendet werden, wenn das Licht auf ein Blatt fällt und nicht auf den Erdboden. Je dichter das Blätterwerk, desto weniger Licht fällt durch dieses durch. Das wird durch den Blattflächenindex beschrieben.

7.2 Über den Blattflächenindex

Die Idee des Blattflächenindex läßt sich anhand eines Waldbodens im Sommer illustrieren: Obwohl das Blätterwerk, einem Wald entsprechend, dicht ist, so gibt es dennoch oft Flecken von Sonnenlicht am sonst schattigen Waldboden, das sich somit der Einbindung in Photosyntheseprozesse entzieht.

Diese "Dichtheit" des Blätterwerks ist in der Herleitung ähnlich der optischen Dicke. Anstatt eines absorbierenden Mediums wird ein Blattwerk betrachtet, doch sonst ist die Herleitung analog, weshalb hier auf Details verzichtet wird (siehe "Über das Lambert-Beer'sche Gesetz"). Beim Durchgang durch eine gedachte Blattschicht wird die mittlere Strahlflußdichte E um den Wert dE abgeschwächt. Die Abschwächung ist zu der Dichte des Blattwerks proportional, die durch den Blattflächenindex B beschrieben wird, sowie von E selbst. B ist die Blattfläche pro Bodenfläche und somit dimensionslos. Ebenso wie das Blattwerk wird auch der Blattflächenindex unterteilt. Von einer Schicht in die nächste ändert sich der Blattflächenindex um dB .

Die Änderung der Strahlflußdichte beim Durchgang durch eine Blattschicht ergibt sich zu

$$dE = -E dB$$

und über das gesamte Blattwerk integriert ergibt sich

$$\frac{E}{E_0} = e^{-B}. \quad (7.2.1)$$

Trotz der förmlichen Ähnlichkeit gibt es inhaltliche Unterschiede verglichen zum Gesetz von Lambert-Beer. Mit E ist die durchschnittliche Strahlflußdichte unter dem Blattwerk gemeint, die sich aus sonnigen ($E = E_0$) und schattigen ($E = 0$) Flächen zusammensetzt. Unter Vernachlässigung der diffusen Strahlung ist $\frac{E}{E_0}$ auch derjenige Anteil des Bodens unter dem Blattwerk, der sonnenbeschienen ist. Demnach ist $(1 - e^{-B})$ der Schattenanteil am Boden, was dem Anteil des Sonnenlichts entspricht, das auf die Pflanze fällt.

Für zufällig orientierte Blätter erhält die Gleichung (7.2.1) die Form

$$\frac{E}{E_0} = e^{-K \cdot B}$$

mit dem Faktor $K = \frac{1}{2 \sin \vartheta_s^*}$, wobei ϑ_s^* der Höhenwinkel des Sonnenstandes ist, der sich aus dem Zenitwinkel ϑ_s zu $\vartheta_s^* = 90^\circ - \vartheta_s$ ergibt ([7]). Der Schattenanteil am Boden bzw der Lichtanteil auf den Blättern, A_{Licht} ändert sich bei zufällig orientierten Blättern ebenfalls. Dieser Ausdruck wird zu

$$\frac{1 - e^{-K \cdot B}}{K}. \quad (7.2.2)$$

In dieser Arbeit wird zu späterem Zeitpunkt von der Biomasse auf den Blattflächenindex geschlossen, die Abschätzung für diesen Zusammenhang folgt:

Die Annahmen sind, daß ein Blatt $0,5mm$ dick ist und daß dessen Dichte $200 \frac{kg}{m^3}$ ist. Die Dichte ist abgeschätzt worden, indem die Dichte eines (intakten) Blattes zuerst mit $1000 \frac{kg}{m^3}$ gleichgesetzt und durch 5 dividiert worden ist, da etwa 20% der Feuchtmasse die Trockenmasse ergeben, die zu Vergleichszwecken verwendet wird. Ein m^2 Blattfläche hat daher die Masse $5 \cdot 10^{-4}m \cdot 1m^2 \cdot 200 \frac{kg}{m^3} = 0,1kg$. Daraus folgt, daß $1kg$ Blätter eine Gesamtfläche von $10m^2$ haben. Weiters wird angenommen, daß die nur Hälfte der Biomasse auf die Blätter fällt und der Rest sich auf Wurzeln, Stengel, Früchte, etc verteilt. Somit ergibt sich der Blattflächenindex B aus der Biomasse m_{bio} zu $B = 10 \frac{m^2}{kg} \frac{m_{bio}}{2} = 5 \frac{m^2}{kg} m_{bio}$.

Kapitel 8

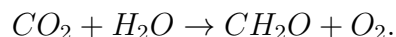
Biomasseproduktion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorhergehenden Kapitel angewandt, um die Biomasse, die sich innerhalb einer Vegetationsperiode auf einem Quadratmeter bildet, zu berechnen. Mit Biomasseproduktion ist der Ertrag am Ende einer Vegetationsperiode gemeint, also wie viel Pflanzenmaterial sich als Trockenmasse aufgrund der Photosynthese gebildet hat. Die Wachstumsgeschwindigkeit der Pflanzen ist allerdings nicht immer gleich. Sie variiert mit der Länge des Tages (verfügbare Sonnenenergie), der Menge des bestehenden und zu versorgenden Pflanzenmaterials (Atmungsverluste), sowie der Versorgung mit Nährstoffen. Daher führt der Weg zur Berechnung der Biomasseproduktion über die Photosyntheserate, die angibt, wieviel Photosynthese pro Fläche und Zeit abläuft. Es gibt mehrere Möglichkeiten die Photosyntheserate darzustellen. Zwei davon, die für diese Arbeit verwendet werden, sind: die Anzahl der assimilierten (= zu Zwecken der Photosynthese verwendeten) CO_2 -Moleküle pro Quadratmeter und Tag, sowie die produzierte Masse pro Quadratmeter und Tag.

Die Umrechnung zwischen den zwei Darstellungen ergibt sich aus der Nettoreaktionsgleichung der Photosynthese aus dem Kapitel "Über die Photosynthese":



bwz. in der für das vorliegende Problem anschaulicheren, reduzierten Form



Aus dieser Gleichung geht hervor, daß pro assimiliertem CO_2 Molekül ein Zuckerbaustein CH_2O gebildet wird. Ein Mol CH_2O hat die Masse $29,91g$ ($12,01g + 2 \cdot 1,0g + 15,9g$). Das bedeutet, daß aus einem Mol absorbierten CO_2 eine Zuckermenge von $29,91g$ gebildet wird.

Möchte man den Zusammenhang zwischen Photosyntheserate und atmosphärischer Strahlung betrachten, so gilt es in erster Linie zu beachten, daß nicht jedes Lichtquant für die Photosynthese geeignet ist. Es gibt Wellenlängenbereiche des Lichts, die in unterschiedlichem Ausmaß geeignet sind. Welche Anteile des Lichts ein Blatt für die Photosynthese verwendet, hängt vom Absorptionsspektrum des Blattes ab. Dieses ergibt sich aus den Absorptionsspektren seiner Farbpigmente. Die Zusammensetzung der Pigmente variiert innerhalb des Pflanzenreichs. Chlorophyll ist zwar immer anwesend, doch der Anteil und die Arten der Carotinoide sind unterschiedlich. Da jedoch Chlorophyll das Hauptpigment der meisten Pflanzen ausmacht, haben diese Pflanzen auch ein ähnliches Gesamtabsorptionsspektrum. Dieses bestimmt welches Licht, bezüglich dessen Wellenlänge, zur Photosynthese verwendet wird.

Der Umstand, daß Licht aufgrund seiner Wellenlänge unterschiedlich wertvoll für die Photosynthese ist, wird durch die Quantenwirksamkeit bzw -ausbeute beschrieben. Sie gibt an, wieviele CO_2 -Moleküle pro absorbiertem Photon für die Photosynthese verwendet werden. Dazu muß der gesamte Wirkungsbereich der Photosynthese betrachtet werden.

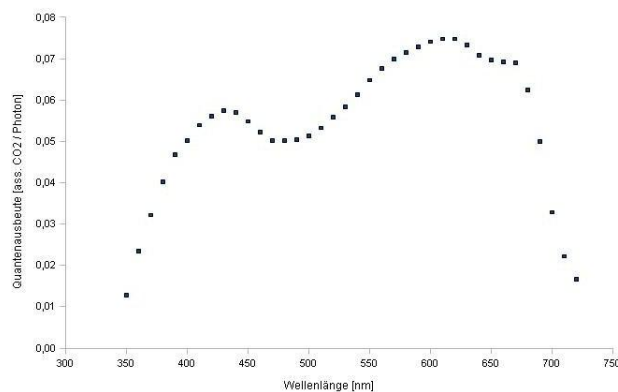


Abbildung 8.1: Quantenausbeute

In der Abbildung 8.1 ist die Quantenwirksamkeit zu sehen. Dem zur jeweiligen Wellenlänge entsprechenden Wert entspricht die Anzahl des assimilierten CO_2 pro auftreffendem Photons. Bei Licht der Wellenlänge von zB 500nm werden etwa 0.05mol CO_2 pro Mol (auf die Pflanze fallenden) Photonen assimiliert.

Ermittelt wurde diese Kurve auf experimentellem Weg ([11]). Es wurden zirka zwanzig Pflanzen auf deren Quantenausbeute untersucht und ein Mittelwert gebildet. Gemessen wurde die Differenz der CO_2

Konzentration zwischen der Luft nahe eines mit künstlichem Licht bestrahlten Blattausschnittes, sowie der Umgebung. Die Konzentrationsabnahme wird durch die Verwendung der CO_2 -Moleküle für die Photosynthese bewirkt. Von der Abbildung der Quantenausbeute (aus [4]) wurde eine vergrößerte Kopie hergestellt und die Werte zwischen $400nm$ und $700nm$ im Abstand von $10nm$ abgelesen. Mit der Quantenausbeute hat man eine Möglichkeit, Licht mit den daraus entstehenden Photosyntheseprodukten zu verknüpfen. Man kann also bei bekannten Lichtverhältnissen anhand der Quantenwirksamkeit abschätzen, wieviel CO_2 im Zuge der Photosynthese weiterverarbeitet wird.

Über die Quantenwirksamkeit sollte noch erwähnt sein, daß in ihr bereits viele Parameter des Pflanzenwachstums inbegriffen sind. Etwa die Absorption des Lichts auf dem Weg durch ein Blatt oder die Durchlässigkeit für CO_2 durch die Blattzellen oder die CO_2 Konzentration in der Luft oder die Temperatúrauswirkung. Der Quantenwirksamkeit entspricht also so etwas wie eine mittlere Effizienz der Photosynthese und man sollte bei ihrer Verwendung im Auge behalten, daß sich durch Änderung der genannten Parameter auch die Ausbeute der Photonen und somit der Biomasseertrag ändern kann. Des weiteren gibt es noch andere Parameter, die die Photosynthese indirekt maßgeblich beeinflussen können, wie etwa der Nährstoffgehalt und Beschaffenheit der Erde oder die Verfügbarkeit von Wasser. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem Zusammenhang zwischen Licht und Biomasseproduktion, alle Abhängigkeiten des Wachstums einer Pflanze von Ihren Umgebungsbedingungen würde den Rahmen einer Diplomarbeit sprengen.

Die Ergebnisse aus dem Kapitel 6 *Auswertung der Meßergebnisse des Cimel* geben Aufschluß über die Beschaffenheit des auf die Erdoberfläche ankommenden direkten und diffusen Sonnenlichts. Es liegt eine Liste mit den modellmäßig zu erwartenden Strahlenflußdichten für direktes und diffuses Licht vor, für 31 Wellenlängenintervalle mit einer Länge von $10nm$ zwischen $400nm$ und $700nm$. Das bedeutet, es ist bekannt, wieviel Licht eines Wellenlängenintervalls auf einer Fläche am Boden in einer gewissen Zeit auftritt. Das ankommende Licht wurde bisher als Strahlflußdichte behandelt, also wieviele Joule an Lichtenergie in einer Sekunde auf einem Quadratmeter auftreffen ($[\frac{W}{m^2}] = [\frac{J}{s m^2}]$). Aufgrund der Form, in der die Quantenausbeute gegeben ist ($\frac{\text{assimiliertes } CO_2 \text{ in Mol}}{\text{auftreffenden Photonen in Mol}}$), ist es jedoch angebracht, die Strahlflußdichte in Photonenflußdichte umzurechnen. Das ist die Zahl der auftreffenden Photonen pro Quadratmeter und Sekunde. Ein Photon der Wellenlänge

λ hat die Energie E , wobei

$$E = h \nu = h \frac{c}{\lambda}.$$

Das Planck'sche Wirkungsquantum h beträgt $6,62606 \cdot 10^{-34} Js$ und die Lichtgeschwindigkeit c beträgt $2,99792 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. Dividiert man die Energie des Lichts eines Wellenlängenintervalls durch die Energie eines einzelnen Lichtquants aus diesem Intervall, so erhält man die Zahl der Photonen in jenem Intervall. Wiederholt man diesen Vorgang für alle Spektralbereiche des Lichts, so ist die Umrechnung von Strahlflußdichte auf Photonenflußdichte abgeschlossen.

Unter Berücksichtigung des Blattflächenindex muß beachtet werden, daß nicht jedes Photon auf die Pflanze fällt (siehe Unterkapitel 7.2, Über den Blattflächenindex). Um dem Umstand Rechnung zu tragen, wird die Photonenflußdichte mit der (relativ zu Bodenfläche) beleuchteten Fläche A_{Licht} aus Gleichung (7.2.2) multipliziert.

Das Produkt aus Quantenwirksamkeit $q(\lambda)$, Photonenflußdichte $p(\lambda)$ und beleuchteter Anteil der Pflanze A_{Licht} , entspricht dem Produkt aus der Zahl der auf das Blattwerk fallenden Photonen pro Quadratmeter und Sekunde und der Menge umgesetzten CO_2 pro Photon; Es ergibt somit die umgesetzte Menge CO_2 als Zahl $z(\lambda)$ pro Quadratmeter und Sekunde an:

$$q(\lambda) \cdot p(\lambda) \cdot A_{Licht} = z(\lambda),$$

mit den Pseudoeinheiten

$$\left[\frac{\text{assimiliertes } CO_2 \text{ in Mol}}{\text{Photonen in Mol}} \right] \cdot \left[\frac{\text{Photonen in Mol}}{m^2 s} \right] = \left[\frac{\text{assimiliertes } CO_2 \text{ in Mol}}{m^2 s} \right]$$

$z(\lambda)$ ist also die Zahl der für die Photosynthese eingesetzten CO_2 -Moleküle bei Bestrahlung mit Licht der Wellenlänge λ . Durch Summierung über alle λ , in diesem Fall sind das 31 Intervalle zu je $10nm$ von $400nm$ bis $700nm$, erhält man die Gesamtzahl Z_{CO_2} der CO_2 -Moleküle, die durch die Energie des gesamten betrachteten Lichtspektrums über die Photosynthese verarbeitet wird.

$$\sum_{m=1}^{31} z_m(\lambda_m) = Z_{CO_2}$$

Mit obiger Beziehung läßt sich die Zahl der assimilierten CO_2 -Moleküle in die daraus gebildete Zuckermenge umrechnen:

$$Z_{CO_2} 6 \cdot 10^{23} mol^{-1} 0,02991 \frac{kg}{mol} = M_{Brutto},$$

wobei $Z_{CO_2} \cdot 6 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$ die Zahl der assimilierten CO_2 -Moleküle in Mol ist und $0,02991 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$ ist die Masse eines Mols des Zuckerbausteins CH_2O .

Dem Wert M_{Brutto} entspricht allerdings nur die produzierte Brutto-Biomasse. Es gilt noch zu beachten, daß ein Teil der Photosyntheseprodukte für die Zellatmung aufgebraucht wird. Die Zellatmung setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: Erstens der erhöhte Aufwand, um das Wachstum der Pflanze zu gewährleisten. Hierfür wird ein Viertel der Photosyntheseprodukte ($0,25M_{Brutto}$) aufgebraucht ([7]). Der zweite Anteil setzt sich aus der Wartung der bestehenden Biomasse zusammen, wofür 1,5% der bestehenden Biomasse pro Tag aufgewendet wird ([7]). Da hier die Beziehungen tagesweise abgehandelt werden, ist für die bestehende Biomasse die Biomasse des Vortages zu verwenden, vorläufig bezeichnet mit $M_{Bio,Vortag}$.

Die Respirationsverluste eines Tages lassen sich als Masseverlust formulieren mit der Gleichung

$$M_{Resp} = 0,25M_{Brutto} + 0,015M_{Bio,Vortag}.$$

Die Biomasse eines beliebigen Tages ergibt sich somit zu

$$M_{Bio} = M_{Brutto} - M_{Resp} + M_{Bio,Vortag} = 0,75M_{Brutto} + 0,985M_{Bio,Vortag}$$

Aufgrund der Proportionalität der Atmungsverluste zur momentanen Biomasse wird von hier an der Index t eingeführt, der für "Tag" stehen soll und dem indizierten Wert einen bestimmten Tag zuordnet. Obige Rechnungen wurden allgemein für einen beliebigen Tag formuliert. Wenn man diese Beziehungen für mehrere aufeinanderfolgende Tage anwendet, so erhält man eine Liste mit den Biomassezuwächsen der betrachteten Tage. So wäre mit z.B. $M_{Brutto,187}$ der Brutto-Biomassezuwachs des 187sten Tages gemeint. Mit diesem Formalismus ausgerüstet, läßt sich die Biomasse nach einem photosynthetisch aktivem Tag unter Berücksichtigung der Atmung beschreiben durch

$$M_{Bio,t} = 0,75M_{Brutto,t} + 0,985M_{Bio,t-1}$$

Mit diesen Beziehungen kann man sich die geschätzte Biomasseproduktion für einen gewissen Zeitraum berechnen. Ich habe den Zeitraum einer Vegetationsperiode vom 1.März bis zum 1.Oktober gewählt, wobei $0,1\text{kg}$ an vorhandener Biomasse (Samen, Keime oder Knopsen) als Anfangswert angenommen wurden. In folgender Graphik, Abb. 8.2, sind der Brutto- und Nettozuwachs durch die Photosynthese dargestellt, immer jeweils in $[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2}]$.

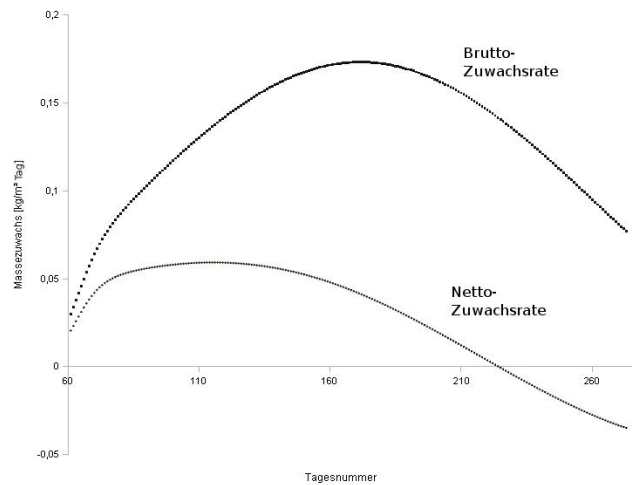


Abbildung 8.2: Brutto- und Nettozuwachs aller Tage der Vegetationsperiode

Die Tagesnummer ist die Nummer des Tages der Vegetationsperiode, beginnend am ersten März (60. Tag) und endend am ersten Oktober (274. Tag). Der Bruttozuwachs ist das Produkt aus Quantenwirksamkeit, Photonendichte und relativer beleuchteter Fläche für den jeweiligen Tag. Beim Nettozuwachs ist im Gegensatz zum Bruttozuwachs die Respiration der Pflanze berücksichtigt und wurde als Differenz der Biomasse zweier aufeinanderfolgender Tage berechnet. Die gegenseitige Beschattung der Blätter ist bei beiden Zuwachsraten berücksichtigt.

Die momentane Biomasse ist die Gesamt(trocken)masse für den jeweiligen Tag. Sie ergibt sich aus der Masse des Vortages plus dem Nettozuwachs und ist in der Abbildung 8.3 auf der nächsten Seite als Graphik dargestellt.

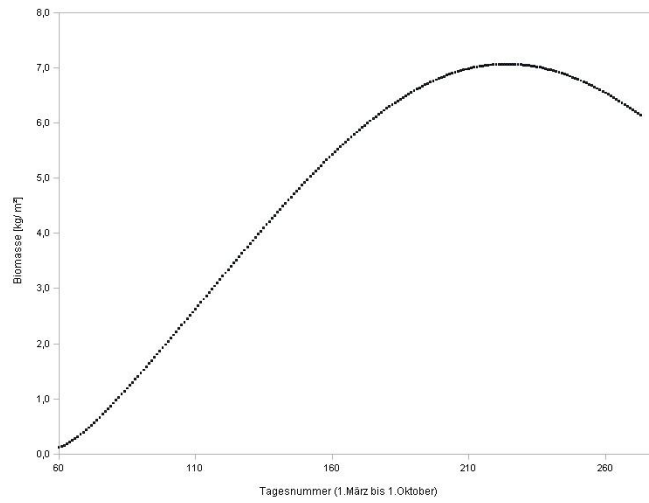


Abbildung 8.3: Biomasse aller Tage der Vegetationsperiode

In folgender Tabelle sind die Photosyntheseraten für den ersten Tag des April, Juni und August zum Vergleich eingetragen. Mit Photosyntheserate ist der Nettozuwachs an Biomasse laut obig beschriebenem Modell gemeint, also der Zuwachs im Laufe dieses Tages unter Berücksichtigung der gegenseitigen Beschattung der Blätter und des Verbrauchs zur Versorgung der bestehenden Biomasse.

$\tau_{vod}(500nm)$	m	$\bar{\omega}(500nm)$	Netto-Zuwachsrates $[\frac{g}{m^2 Tag}]$		
			1. April	1. Juni	1. August
0,38	1,5+0,02i	0,89	56,5	57,1	9,3
0,25	1,5+0,02i	0,52	65,9	50,9	7,9
0,79	1,5+0,02i	0,71	36,1	36,7	5,2
1,19	1,5+0,02i	0,77	24,8	29,1	-1,2
2,05	1,5+0,02i	0,77	7,7	18,5	2,9
3,96	1,5+0,02i	0,8	0,2	3,0	1,9
9,95	1,5+0,02i	0,83	-0,9	-0,4	-0,2
0,38	1,5+0,00i	0,99	56,6	51,9	9,0
0,38	1,5+0,04i	0,82	56,1	50,5	8,0
0,38	1,5+0,06i	0,76	55,9	50,2	7,9
0,38	1,5+0,08i	0,72	55,5	50,2	7,1
0,38	1,5+0,1i	0,69	55,5	50,1	7,9

Tabelle 8.1: Photosyntheserate zu ausgewählten Tagen bei Variation der VOD (bzw Variation der Größenverteilung) und Variation des komplexen Anteils des relativen Brechungsindex zwischen Partikel und dessen Medium.

Um die Auswirkung der optischen Eigenschaften des atmosphärischen Aerosols auf die Produktion der Biomasse abzuschätzen, wurden die Berechnungen mit veränderter VOD und Absorption wiederholt. Für die Variation der Absorption wurde der komplexe Anteil des relativen Brechungsindex m verändert. Für die Variation der VOD wurde zu der Größenverteilung, die der Ermittlung des Streulichts, der single scattering albedo und der berechneten VOD zugrunde liegt, ein Faktor hinzugefügt. Dieser Faktor ist so gewählt worden, daß die berechneten VOD für $500nm$ in etwa die Hälfte, das Doppelte, sowie das Drei-, Zehn- und Fünfundzwanzigfache der gemessenen VOD für $500nm$ ergibt. In der Tabelle 8.1 stehen die VOD von $500nm$, die erste Zeile ist mit unveränderter VOD und m .

Weiters wurde in die Tabelle die single scattering albedo $\bar{\omega}$ eingetragen. Das ist das Verhältnis aus Streukoeffizient zum Extinktionskoeffizient. Bei der Berechnung von $\bar{\omega}$ wurden sowohl die Partikel, als auch die Luftmoleküle mit einbezogen. Werte nahe an Eins bedeuten, daß die Streuung das meiste zur Extinktion beiträgt. Werte näher an Null legen eine größere Bedeutung der Absorption nahe. Atmosphärisches Aerosol hat etwa eine single scattering albedo von grob 0,9 bis 0,95.

In Abbildung 8.4 sind die berechneten Biomassen für unterschiedliche τ_{vod} für die jeweiligen Tage im Jahr dargestellt, beginnend mit Tag 60 des Jahres (entspricht 1. März).

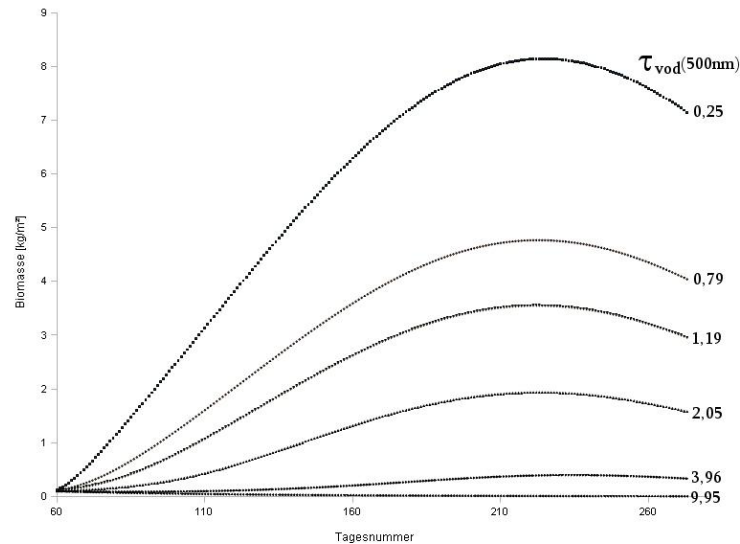


Abbildung 8.4: Biomasse für unterschiedliche VODs, die Zahlen neben den Kurven sind die VODs für $500nm$

In Abbildung 8.5 sind die berechneten Biomassen dargestellt, die sich bei der Veränderung des komplexen Anteils des relativen Brechungsindex ("relativ": zwischen Partikelmaterial und umgebendem Tragergas) ergeben haben.

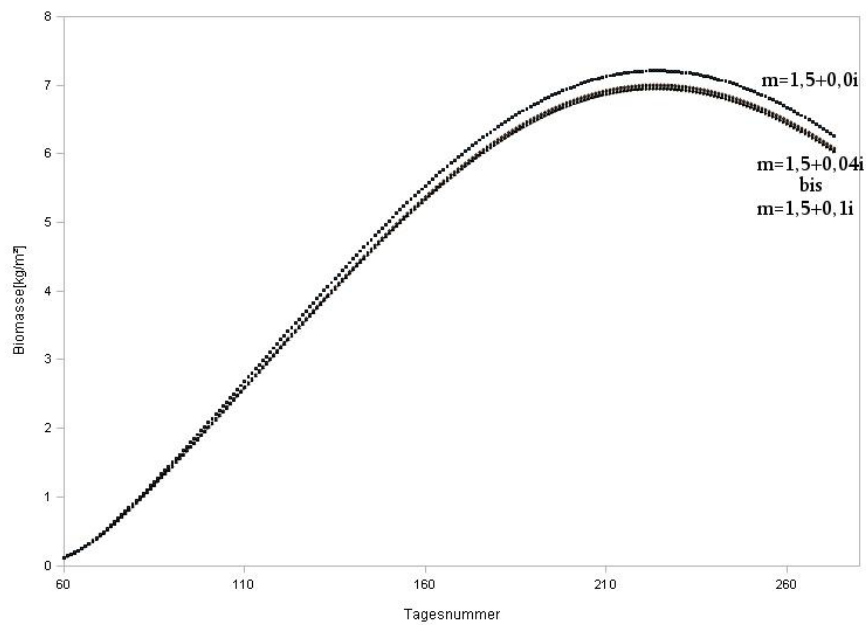


Abbildung 8.5: Biomasse für unterschiedliche Brechungsindizes

Kapitel 9

Diskussion

Beim Vergleich der Abbildungen 8.4 und 8.5 stellt man fest, daß der Einfluß der Absorption auf die Photosyntheseproduktion eher gering ist. Sogar im Falle der fünffachen Absorption ($m=1,5+0,1i$ verglichen mit $m=1,5+0,02i$) ist die Produktion wenig beeinträchtigt. Allein die Kurve für die Biomasse ohne jeglicher Absorption sticht hervor, jedoch bei weitem nicht so markant wie bei der Variation von τ_{vod} .

Bei der Variation der vertikalen optischen Dicke, was in diesem Modell durch Variation der Größenverteilung umgesetzt worden ist, zeigt sich ein anderes Bild. Bei der Verdoppelung von τ_{vod} sinkt der Biomasseertrag am Ende der Vegetationsperiode von den ursprünglichen $6kg$ um ein Drittel auf $4kg$. Bei weiterer Vergrößerung von τ_{vod} sinkt die Biomasseproduktion ebenfalls stark. Bei zehnfacher vertikalen optischen Dicke ($\tau_{vod}(500nm) = 3,96$ verglichen zu $\tau_{vod}(500nm) = 0,38$) ist die Biomasseproduktion bereits weitgehend gedrosselt.

Kritisch zu betrachten ist das Rechenergebnis für das Streulicht. Es ist kleiner als erwartet, mit nur etwa 5% des Wertes des direkten Lichts ist es etwa um einen Faktor 3 kleiner als den erwarteten Schätzwert von rund 15%. Sollte dies in einem Fehler innerhalb der Berechnungen herrühren, so wäre folgender Effekt auf das Ergebnis zu erwarten: Das gesamte Licht, das der Photosynthese zu Verfügung steht ist die Summe aus direkten und diffusen Sonnen- bzw Himmelslicht. Im Falle der 5% steht der Pflanze etwa $E_{direkt} + E_{diffus} = E_{direkt} + 0,05E_{direkt} = 1,05 E_{direkt}$ an Lichtenergie zur Verfügung. Im Falle der 15% wären das zirka $1,15 E_{direkt}$. Da die Biomasseproduktion in dem vorgestellten Modell proportional zur vorhandenen Lichtmenge ist, würde sie sich um einen Faktor $\frac{1,15}{1,05} = 1,095$ erhöhen. In diesem Fall wäre die Biomasse um etwa 9,5% größer als in momentaner Situation. Die anderen Ergebnisse, wie etwa die geringe Abhängigkeit der Biomasseproduktion von der Absorption, werden dadurch allerdings nicht beeinträchtigt.

Des weiteren soll hier noch auf die vernachlässigte Auswirkung der Temperatur hingewiesen werden. Die Abhängigkeit der Biomasseproduktion von der vertikalen optischen Dicke würde vermutlich noch stärker betont werden, wenn der Temperatureinfluß berücksichtigt worden wäre. Die VOD hat Einfluß auf die Temperatur am Erdboden und die Temperatur wiederum hat Einfluß auf die Photosyntheserate. Bei erhöhter VOD würde die Temperatur und somit auch die Biomasseproduktion sinken.

Kapitel 10

Anhang

10.1 Tabelle - Solare Strahlenflußdichte

In der Tabelle ist in einer Spalte die Wellenlänge in nm und in der anderen die zugehörige Strahlflußdichte E_0 des Sonnenlichts vor Auftreffen auf die Erdatmosphäre eingetragen. Die Zahl bei E_0 bezieht sich immer auf ein Intervall von $2nm$ und ist in $[\frac{W}{m^2 nm}]$ gegeben. Da diese Tabelle sehr lang ist, wurde sie unterteilt. Eigentlich liegt eine nur zweispaltige Tabelle vor. Beispiel: Der Wellenlänge von $254nm$ ist der Wert $0,12\frac{W}{m^2 nm}$ zugeordnet. Das bedeutet, daß in dem $2nm$ großen Intervall von $254nm$ bis $256nm$ die Strahlenflußdichte den Wert $0,12\frac{W}{m^2}$ und in dem $1nm$ großen Intervall von $254nm$ bis $255nm$, bzw von $255nm$ bis $256nm$, den Wert $0,06\frac{W}{m^2}$ hat.

λ	E_0	272	0,55	300	0,99	328	2,12	356	2,24
$[nm]$	$[\frac{W}{m^2 nm}]$	274	0,44	302	1,12	330	1,99	358	1,7
0	0	276	0,37	304	1,06	332	2	360	1,72
250	2,51	278	0,52	306	1,09	334	1,9	362	2,04
252	0,13	280	0,28	308	1,22	336	1,87	364	2,16
254	0,12	282	0,37	310	1,18	338	1,61	366	2,19
256	0,17	284	0,67	312	1,31	340	1,9	368	2,46
258	0,27	286	0,45	314	1,36	342	1,94	370	2,35
260	0,27	288	0,72	316	1,42	344	1,89	372	2,31
262	0,22	290	0,9	318	1,44	346	1,66	374	1,89
264	0,32	292	1,24	320	1,43	348	1,81	376	2,07
266	0,57	294	1,13	322	1,56	350	1,8	378	2,62
268	0,57	296	1,14	324	1,36	352	2,02	380	2,51
270	0,55	298	1,07	326	1,39	354	2,08	382	2,33

384	1,48	464	4,17	544	3,78	624	3,3	704	2,81
386	2,04	466	3,96	546	3,81	626	3,24	706	2,83
388	1,93	468	3,91	548	3,76	628	3,4	708	2,76
390	2,24	470	4,02	550	3,84	630	3,32	710	2,77
392	2,56	472	3,9	552	3,77	632	3,23	712	2,84
394	1,49	474	4,04	554	3,77	634	3,33	714	2,78
396	2,53	476	4,03	556	3,82	636	3,32	716	2,75
398	1,72	478	4,03	558	3,67	638	3,32	718	2,74
400	3,21	480	4,12	560	3,67	640	3,31	720	2,71
402	3,6	482	4,1	562	3,69	642	3,18	722	2,71
404	3,36	484	4,01	564	3,76	644	3,28	724	2,81
406	3,27	486	3,83	566	3,67	646	3,26	726	2,79
408	3,25	488	3,54	568	3,7	648	3,2	728	2,73
410	3,37	490	3,88	570	3,7	650	3,14	730	2,7
412	3,45	492	3,8	572	3,57	652	3,25	732	2,72
414	3,52	494	3,84	574	3,74	654	3,21	734	2,71
416	3,45	496	3,95	576	3,72	656	2,97	736	2,71
418	3,56	498	3,98	578	3,61	658	2,81	738	2,69
420	3,32	500	3,82	580	3,64	660	3,07	740	2,61
422	3,67	502	3,63	582	3,72	662	3,15	742	2,59
424	3,29	504	3,84	584	3,69	664	3,16	744	2,57
426	3,5	506	3,93	586	3,62	666	3,13	746	2,58
428	3,25	508	3,85	588	3,61	668	3,07	748	2,58
430	3,05	510	3,88	590	3,35	670	3,04	750	2,57
432	2,92	512	3,93	592	3,62	672	2,9	752	2,52
434	3,31	514	3,76	594	3,54	674	2,93	754	2,5
436	3,54	516	3,77	596	3,57	676	3,03	756	2,5
438	3,7	518	3,4	598	3,6	678	2,97	758	2,45
440	3,38	520	3,45	600	3,44	680	2,94	760	2,45
442	3,64	522	3,76	602	3,44	682	2,95	762	2,44
444	3,9	524	3,84	604	3,55	684	2,93	764	2,44
446	3,78	526	3,88	606	3,47	686	2,89	766	2,41
448	3,92	528	3,56	608	3,52	688	2,79	768	2,41
450	4,03	530	3,84	610	3,39	690	2,8	770	2,38
452	4,37	532	3,95	612	3,47	692	2,86	772	2,37
454	3,89	534	3,76	614	3,42	694	2,85	774	2,36
456	4,06	536	3,92	616	3,42	696	2,92	776	2,35
458	4,13	538	3,81	618	3,36	698	2,92	778	2,34
460	3,98	540	3,76	620	3,49	700	2,87	780	2,4
462	4,15	542	3,67	622	3,37	702	2,84	782	2,38

784	2,35
786	2,35
788	2,33
790	2,3
792	2,27
794	2,26
796	2,33
798	2,31
800	2,29

10.2 Über das Modell der planparallelen Atmosphäre

In dieser Arbeit ist das Modell einer planparallelen, homogenen Atmosphäre verwendet worden. Die Verwendung der planparallelen Atmosphäre wird damit gerechtfertigt, daß der Airmass-Faktor $\kappa = \frac{1}{\cos \vartheta}$, der die Länge des Weges durch die Atmosphäre relativ zur Atmosphärenhöhe beschreibt, im Modell der planparallelen Atmosphäre mit dem κ einer sphärischen Atmosphäre in weiten Bereichen übereinstimmt. Bis zu einem Zenitwinkel von etwa 75° , also 15° über dem Horizont, stimmt dieses Modell mit sämtlichen anderen überein, bei größeren Zenitwinkeln ist Vorsicht geboten (siehe Abb 10.1).

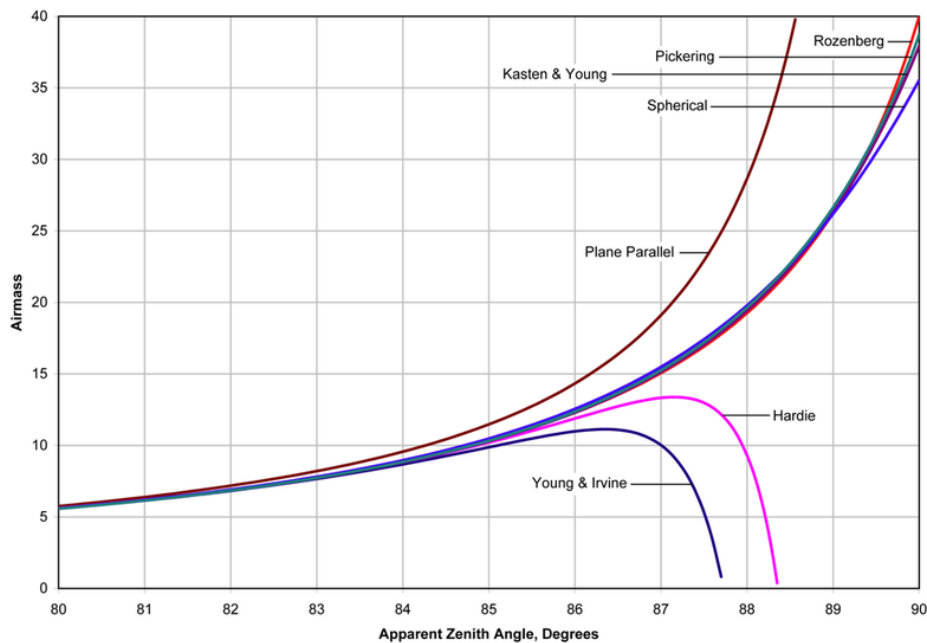


Abbildung 10.1: Ein Vergleich der Airmass verschiedener Modelle

Die Verwendung einer homogenen Atmosphäre mit bestimmter Höhe H ("Skalenhöhe") wird damit begründet, daß bei Streu- und Absorptionvorgängen die Anzahl und die Größe der Partikel maßgeblich sind. Daher wird statt einem exponentiell abnehmendem Druck ($\propto$ Partikelkonzentration) ein konstanter Druck angenommen, der nach der Skalenhöhe abrupt auf 0 fällt. Der Gesamtdruck ändert sich also nicht, so auch die Partikelanzahl, sie werden nur der Höhe nach in Gedanken umverteilt.

Die Skalenhöhe ergibt sich aus dem Luftdruck: Betrachtet wird die homogene, planparallele Atmosphäre mit einem Luftdruck von 1bar . Es wird eine Luftsäule über einem Quadratmeter betrachtet.

Der Druck ändert sich mit der Höhe:

$$dp = \frac{dh \, 1\text{m}^2 \rho(h) g}{1\text{m}^2}$$

mit der höhenabhängigen Luftdichte $\rho(h)$. Der Gesamtdruck ergibt sich zu

$$\begin{aligned} p &= \int_0^H \rho(h) g \, dh = \\ &= \rho_{Luft} g H = \rho_{Luft} g H \end{aligned}$$

woraus folgt

$$H = \frac{p}{\rho_{Luft} g} = \frac{10^5 \text{Pa}}{1,28 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} 10 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}} = 7812\text{m}$$

10.3 Herleitung des Zusammenhangs des mittleren Massedurchmessers und des mittleren Durchmessers einer Lognormalverteilung

Eine der Stärken der Lognormalverteilungen ist der Umstand, daß sie ihren lognormal-Charakter bei Umwandlungen beibehalten. Damit ist gemeint, daß eine Lognormalverteilung auch dann eine Lognormalverteilung bleibt, wenn sie zB von einer Anzahl-Größenverteilung in eine Volumens-Größenverteilung umgerechnet wird. Das ist möglich, da das Volumen von kugelförmigen Teilchen $\propto d^3$ ist. Diese Art der Umwandlungen von Lognormalverteilungen sind unter dem Namen Hatch-Choate Konvertierungen bekannt.

Die allgemeine Form einer Fraktion, die zu d^q proportional ist und im Intervall d_p bis $d_p + dd_p$ angesiedelt ist, ist in folgender Gleichung

dargestellt. Zur Unterscheidung des Partikeldurchmessers d vom Differenzial- d , wird beim Partikeldurchmesser ein Index p angehängt.

$$df_q = f_q(d_p)dd_p = \frac{d_p^q f(d_p)}{\int_0^\infty d_p^q f(d_p)dd_p} dd_p \quad (10.3.1)$$

Im Weiteren wird $d_p^q f(d_p)$ näher betrachtet, da es hier zu keiner Verwechslungsgefahr von Durchmesser und Differentialsymbol d kommen kann, wird auf den Index p verzichtet bis diese wieder eintritt.

Mit der einer Lognormalverteilung entsprechenden Häufigkeitsfunktion $f(d)$ erhält der betrachtete Ausdruck die folgende Form:

$$d^q f(d) = d^q \frac{1}{\sqrt{2\pi d \ln(\sigma)}} \exp\left[-\frac{(\ln d - \ln \bar{d})^2}{2 \ln^2 \sigma}\right]$$

Mit $d^q = e^{q \ln d}$ und Umformungen (ausmultiplizieren) erhält man

$$\begin{aligned} d^q f(d) &= \frac{e^{q \ln d}}{\sqrt{2\pi d \ln(\sigma)}} \exp\left[-\frac{(\ln d - \ln \bar{d})^2}{2 \ln^2 \sigma}\right] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi d \ln(\sigma)}} \exp\left[\frac{2 \ln^2(\sigma) q \ln(d) - \ln^2 d + 2 \ln(d) \ln(\bar{d}) - \ln^2 \bar{d}}{2 \ln^2 \sigma}\right] \end{aligned}$$

Der Exponent wird durch Multiplikation von

$$1 = \exp[q \ln \bar{d} + \frac{q^2}{2} \ln^2 \sigma] \cdot \exp[-q \ln \bar{d} + \frac{q^2}{2} \ln^2 \sigma]$$

erweitert.

Der zweite Exponentialterm dieser Erweiterung wird mit dem großen Exponentialterm aus der Gleichung für $d^q f(d_p)$ multipliziert:

$$\begin{aligned} \exp[-q \ln \bar{d}_p + \frac{q^2}{2} \ln^2 \sigma] \cdot \exp\left[\frac{2 \ln^2(\sigma) q \ln(d_p) - \ln^2 d_p + 2 \ln(d_p) \ln(\bar{d}_p) - \ln^2 \bar{d}_p}{2 \ln^2 \sigma}\right] &= \\ = \exp\left[-\frac{1}{2 \ln^2 \sigma} [\ln^2 d_p - 2 \ln(d_p) (\ln \bar{d}_p + q \ln^2 \sigma) + \right. \\ \left. + \ln^2 \bar{d}_p + 2 q \ln(\bar{d}_p) \ln^2 \sigma + (q \ln^2 \sigma)^2]\right] &= \\ = \exp\left[-\frac{[\ln d - (\ln \bar{d} + q \ln^2 \sigma)]^2}{2 \ln^2 \sigma}\right] \end{aligned}$$

Somit wird $d^q f(d_p)$ zu

$$d^q f(d_p) = \exp[q \ln \bar{d}_p + \frac{q^2}{2} \ln^2 \sigma] \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi d_p \ln(\sigma)}} \exp\left[-\frac{(\ln d_p - (\ln \bar{d}_p + q \ln^2 \sigma))^2}{2 \ln^2 \sigma}\right] \right)$$

Wertet man diesen Ausdruck für die Gleichung (10.3.1) aus, so kürzt sich der erste der zwei Exponentialterme weg, da dieser konstant ist. Der zweite Term, $\frac{1}{\sqrt{2\pi d_p \ln(\sigma)}} \exp\left[-\frac{(\ln d_p - (\ln \bar{d}_p + q \ln^2 \sigma))^2}{2 \ln^2 \sigma}\right]$, entspricht einer Häufigkeitsfunktion, daher ist das Integral darüber definitionsgemäß gleich 1.

Die soeben hergeleitete Fraktion df_q hat also die Form

$$df_q = \frac{1}{\sqrt{2\pi d_p \ln(\sigma)}} \exp\left[-\frac{(\ln d_p - (\ln \bar{d}_p + q \ln^2 \sigma))^2}{2 \ln^2 \sigma}\right]$$

Dies entspricht einer Häufigkeitsfunktion mit

$$\ln \bar{d}_q = \ln \bar{d} + q \ln^2 \sigma,$$

bzw mit

$$\bar{d}_q = \bar{d} e^{q \ln^2 \sigma}$$

Für den für diese Arbeit relevanten Fall ist $q = 3$. Der mittlere Massedurchmesser $\bar{d}_m$ ist jener Durchmesser, der die Massenverteilung ($\propto d^3$) in zwei gleich große Massenfraktionen teilt. Er ergibt sich zu

$$\bar{d}_m = \bar{d} e^{3 \ln^2 \sigma}$$

10.4 Berechnung des Sonnenstands

Der Sonnenstand wird durch Azimut- und Zenitangaben beschrieben, es folgt die Berechnung dieser Winkel als Funktion der Zeit.

Zuerst wird der gewünschte Zeitpunkt g , zu dem der Sonnenstand gesucht ist, durch eine reelle Zahl ausgedrückt:

$$g = \frac{360}{365,25}(N + hour/24)$$

mit N , der Tagesnummer (zB 1 = 1.Jänner, 2 = 2.Jänner, etc...) und $hour$ ist die Tageszeit als Kommazahl ausgedrückt (zB 10h 35min = 10 + $\frac{35}{60}$ = 10,5833). Möchte man die Sommerzeit berücksichtigen, muss eine Stunde hinzugezählt werden.

Als nächstes wird die Deklination D berechnet:

$$D = 0,396372 - 22,91327 \cos(g) + 4,02543 \sin(g) - 0,387205 \cos(2g) + 0,051967 \sin(2g) - \\ - 0,154527 \cos(3g) + 0,084798 \sin(3g)$$

Ein Korrekturfaktor TC wird später benötigt

$$TC = 0,004297 + 0,107029 \cos(g) - 1,837877 \sin(g) - 0,837378 \cos(2g) - 2,340475 \sin(2g)$$

Zur Berechnung des Solar Hour Angles SHA benötigt man den Längengrad als Kommazahl, positiv für östlich von Greenwich (zB Wien mit 16° 22' Ost = 16 + $\frac{22}{60}$ = 16,3666):

$$SHA = 15(hour - 12) + L + TC$$

Falls $SHA > 180^\circ$, dann sollte zum Ergebnis -360 hinzugefügt werden, falls er kleiner als -180° ist, sollte 360 hinzugefügt werden.

Mit den berechneten Größen kann der Sonnenzenitwinkel ϑ ermittelt werden, wozu man den Breitengrad B benötigt (zB Wien mit $48^\circ 12'$ Nord = $48 + \frac{12}{60} = 48,2$)

$$\cos(\vartheta) = \sin(B)\sin(D) + \cos(B)\cos(D)\cos(SHA)$$

Beziehungsweise

$$\vartheta = \arccos(\sin(B)\sin(D) + \cos(B)\cos(D)\cos(SHA))$$

Falls das Ergebnis für $\cos(\vartheta) > 1$, dann sollte es gleich 1 gesetzt werden und bei < -1 gleich -1.

Der Azimut ϕ läßt sich folgendermaßen berechnen

$$\cos(\phi) = \frac{\sin(D) - \sin(B)\cos(SZA)}{\cos(B)\sin(SZA)}$$

$$\phi = \arccos\left(\frac{\sin(D) - \sin(B)\cos(SZA)}{\cos(B)\sin(SZA)}\right)$$

10.5 Fortran Programme

An dieser Stelle sollen die Programme, mit denen die Rechnungen ausgeführt worden sind, dokumentiert werden. Da ich erst mit dem Erstellen dieser Programme den Umgang mit Fortran gelernt habe, befinden sich noch hier und da Versuche und Kontrollpunkte, die ich, teilweise als Kommentar (alles was in einer Zeile nach einem "!" steht zählt als Kommentar), stehengelassen habe.

Das erste Programm vergleicht die Meßwerte, die in eine Datei messdat.txt (Inhalt: δ_{rel} aller sechs Cimel-Wellenlängen) eingetragen sind, mit den berechneten Volumstreuoeffizienten und erstellt eine Datei kleine_vglsum.txt, in der die Parameter der Größenverteilung stehen, die die beste Übereinstimmung erbracht haben.

```
! streulicht2.f90

program streulicht2

implicit none

real phsonnb(29),phsonnb(29),zensonb(6),mwzensonb,mwzensonb,tht(29),thtb(29),lam(6),mssdt(6,29),&
&pi,rd,zwr(100),d(1000),dd,sigm(10),md1(12),md2(12),kls(10),ex1(10,12,1000),ex2(10,12,1000),kd4(1000),&
&alpha(3,1000),intamp(3,29,1000),lamkon(3),m21(11),gam(3,29,10,10,12,12,11),ma,ro,&
&dgam,gamrel(3,29,10,10,12,12,11),gamsum(3,10,10,12,12,11),vgl(3,29,10,10,12,12,11),vglsum(10,10,12,12,11)
integer i,i1,i2,j,j1,j2,k,l,m,n,ii,jj,kk,ll,mm,nn,il,il2,il3
character*250 chr(250)
complex r,t1,t2,d1,d2,h1,h2

pi=acos(-1.0)
rd=pi/180
!
```

```

! ----write(*,*) "1"
!write(*,*) pi
! azimuthalwinkel, gemessen vom cimel, relativ zur sonne, in grad
phsonn(1)=3.0
phsonn(2)=3.5
phsonn(3)=4.0
phsonn(4)=5.0
phsonn(5)=6.0
phsonn(6)=6.0
phsonn(7)=7.0
phsonn(8)=8.0
phsonn(9)=10.0
phsonn(10)=12.0
phsonn(11)=14.0
phsonn(12)=16.0
phsonn(13)=18.0
phsonn(14)=20.0
phsonn(15)=25.0
phsonn(16)=30.0
phsonn(17)=35.0
phsonn(18)=40.0
phsonn(19)=45.0
phsonn(20)=50.0
phsonn(21)=60.0
phsonn(22)=70.0
phsonn(23)=80.0
phsonn(24)=90.0
phsonn(25)=100.0
phsonn(26)=120.0
phsonn(27)=140.0
phsonn(28)=160.0
phsonn(29)=180.0
do i=1,29
phsonnb(i)=phsonn(i)*rd
end do
!write(*,*) phsonn
!write(*,*) phsonnb

!wellenlängen vom cimel gemessen, in meter
lam(1)=0.5E-6
lam(2)=0.44E-6
lam(3)=0.67E-6
lam(4)=0.87E-6
lam(5)=1.64E-6
lam(6)=1.02E-6
!write(*,*) lam
write(*,*) "2"
!messdaten vom cimel, verstärkungen bereits berücksichtigt, auf deren summe normiert
open(1,file="messdat.txt",status="unknown")
read(1,'(a200)') chr(1)
read(1,'(a200)') chr(2)
do i=3,31
read(1,'(a200)') chr(i)
end do
close(1)
read(chr(2),100) zensonn(1),zensonn(2),zensonn(3),zensonn(4),zensonn(5),zensonn(6)
100 format(f4.1,t6,f4.1,t11,f4.1,t16,f4.1,t21,f4.1,t26,f4.1)
do i=1,29
read(chr(i+2),110) mssdt(1,i),mssdt(2,i),mssdt(3,i),mssdt(4,i),mssdt(5,i),mssdt(6,i)
110 format(f7.5,t9,f7.5,t17,f7.5,t25,f7.5,t33,f7.5,t41,f7.5)
end do
!write(*,*) zensonn

```

```

!write(*,*) mssdt(2,1:29)

!eingelesene zenithwinkel mitteln
mwzensonn=0.0
do i=1,6
mwzensonn=mwzensonn+zensonn(i)
end do
mwzensonn=mwzensonn/6
mwzensonnb=mwzensonn*rd
!write(*,*) mwzensonn

write(*,*) "3"

!berechnung des streuwinkels
do i=1,29
zwr(1)=sin(mwzensonnb)
zwr(2)=cos(mwzensonnb)
zwr(3)=cos(phsonnb(i))
zwr(4)=(zwr(1)**2)*zwr(3)+zwr(2)**2
thtb(i)=acos(zwr(4))
tht(i)=thtb(i)/rd
end do
write(*,*) "tht"
write(*,*) tht

!erstelle variablen
!d(1000),dd,sign(15),md1(25),md2(25),kls(15),ex1(15,25,1000),ex2(15,25,1000),kd4(1000),&
!&alph(6,1000),intamp(6,29,1000),lamkon(6),m21(20),gam(6,29,15,15,25,25,20)
dd=0.01*1E-6
do k=1,1000
d(k)=dd*k
end do
write(*,*) "d"
write(*,*) d
do i=1,10
sign(i)=1.1+(i-1)*0.15
end do
write(*,*) "sign"
write(*,*) sign
do j1=1,12
md1(j1)=0.01*j1*8E-6
! md1(j1)=md1(j1)*exp(3*(log(sign(i1))**2))
end do
write(*,*) "md1"
write(*,*) md1
do j2=1,12
md2(j2)=10.0/12.0*(j2+1)*1E-6
! md2(j2)=md2(j2)*exp(3*(log(sign(i2))**2))
end do
write(*,*) "md2"
write(*,*) md2
do n=1,11
m21(n)=0.01+0.95*(n-1)
end do
write(*,*) "m21"
write(*,*) m21
go to 20
write(*,*) "4"

!erstellen der funktionen, aus denen d-gamma zusammengesetzt ist
do i1=1,10
zwr(5)=log(sign(i1))

```

```

!write(*,*) zwr(5)
kls(i1)=1/zwr(5)
end do
do i1=1,10
do j1=1,12
md1(j1)=md1(j1)*exp(3*(log(sigm(i1))**2))
do k=1,1000
zwr(6)=log(d(k))
zwr(7)=log(md1(j1))
zwr(8)=(zwr(6)-zwr(7))**2
zwr(9)=2.0*(log(sigm(i1))**2)
zwr(10)=-zwr(8)/zwr(9)
ex1(i1,j1,k)=exp(zwr(10))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex1(15,1,1:1000)
do i2=1,10
do j2=1,12
md2(j2)=md2(j2)*exp(3*(log(sigm(i2))**2))
do k=1,1000
zwr(11)=log(d(k))
zwr(12)=log(md2(j2))
zwr(13)=(zwr(11)-zwr(12))**2
zwr(14)=2.0*(log(sigm(i2))**2)
zwr(15)=-zwr(13)/zwr(14)
ex2(i2,j2,k)=exp(zwr(15))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex2(15,1,1:1000)
do k=1,1000
zwr(16)=d(k)**4
kd4(k)=1/zwr(16)
end do
!write(*,*) kd4
do m=1,3
do k=1,1000
alph(m,k)=pi*d(k)/lam(m)
end do
end do
!write(*,*) alph(1,1:1000)
r=(1.5,0.02)
do m=1,3
do l=1,29
do k=1,1000
call angmie(alph(m,k),r,tht(1),t1,t2)
h1=t1**2
h2=t2**2
d1=abs(h1)
d2=abs(h2)
intamp(m,l,k)=real(d1)+real(d2)
end do
end do
end do
!write(*,*) t1,d1,intamp(1,1,1)
!ma=50mikrogramm/kubikmeter=50*10-9kg/kubikmeter
!ro=1500kg/kubikmeter
ma=5E-8
ro=1500
do m=1,3
zwr(17)=ma*lam(m)**2

```

```

zwr(18)=ro*sqrt((32/9)*pi**7)
lamkon(m)=zwr(17)/zwr(18)
end do

write(*,*) "5"
!write(*,*) m,i1,i2,j1,j2,n,l,k
write(*,*) lamkon(1)
write(*,*) intamp(1,1,500)
write(*,*) kd4(500)
write(*,*) kls(1)
write(*,*) ex1(1,2,500)
write(*,*) m21(1)
write(*,*) kls(1)
write(*,*) ex2(1,1,500)
write(*,*) dd
!hier die berechnung der gamma
do m=1,3
do i1=1,10
do i2=1,10
write(*,*) m,i1,i2
do j1=1,12
do j2=1,12
do n=1,11
do l=1,29
do k=1,1000
!write(*,*) m,i1,i2,j1,j2,n,l,k
!write(*,*) lamkon(m)
!write(*,*) intamp(m,l,k)
!write(*,*) kd4(k)
!write(*,*) kls(i1)
!write(*,*) ex1(i1,j1,k)
!write(*,*) m21(n)
!write(*,*) kls(i2)
!write(*,*) ex2(i2,j2,k)
!write(*,*) dd
dgam=lamkon(m)*intamp(m,l,k)*kd4(k)*(m21(n)*kl(i1)*ex1(i1,j1,k)+kl(i2)*ex2(i2,j2,k))*dd
!write(*,*) dgam
gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)=gam(m,l,i1,i2,j1,j1,n)+dgam
end do
end do
end do
end do
end do
end do
end do

write(*,*) "6"

do m=1,3
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
do n=1,11
do l=1,29
if (gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n) .lt. 0.0000000001) then
gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)=0.0000000001
write(*,*) "gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)<0 ",m,i1,i2,j1,j2,n
else
continue
end if

```

```

end do
end do
end do
end do
end do
end do
!vergleichswerte erstellen
do m=1,3
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
do n=1,11
do l=1,29
gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n)=gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n)+gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)
end do
end do
end do
end do
end do
end do
! do m=1,3
! do i1=1,10
! do i2=1,10
! do j1=1,12
! do j2=1,12
! do n=1,11
! do l=1,29
! gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n)=gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n)+gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)
! if(gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n) .lt. 0)then
! write(*,*) "gamsum < 0!",m,i1,i2,j1,j2,n
! else
! continue
! end if
! if(gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n) .lt. 0.000000001)then
! write(*,*) gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n),m,i1,i2,j1,j2,n
! gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n)=0.000000001
! else
! continue
! end if
! end do
! end do
! end do
! end do
! end do
! end do
! end do
do m=1,3
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
do n=1,11
do l=1,29
gamrel(m,l,i1,i2,j1,j2,n)=gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)/gamsum(m,i1,i2,j1,j2,n)
! if (gamrel(m,l,i1,i2,j1,j2,n) .lt. 0.0000000001) then
! write(*,*) "gamrel < 0.0000000001",gamrel(m,l,i1,i2,j1,j2,n),m,l,i1,i2,j1,j2,n
! gamrel(m,l,i1,i2,j1,j2,n) =0.0000000001
! else
! continue

```

```

! end if
end do
end do
end do
end do
end do
end do

write(*,*) "7"

open(3,file="gam.txt",status="unknown")
do m=1,3
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
do n=1,11
do l=1,29
write(3,120) gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n),";",m,";",n,";",i1,";",i2,";",j1,";",j2,";",l
120 format(f14.12,a1,i1,a1,i2,a1,i2,a1,i2,a1,i2,a1,i2,a1,i2)
end do
end do
end do
end do
end do
end do
end do
close(3)

open(2,file="zwischenkontrolle.txt",status="unknown")
do l=1,29
write(2,*) "gam(1,1,10,10,8,12,2),tht(1)"
write(2,*) gam(1,1,10,10,8,12,2),tht(1)
end do
write(2,*) "-----"
write(2,*) gamsum(1,10,10,8,12,2)
write(2,*) "-----"
do l=1,29
write(2,*) "gamrel(1,1,10,10,8,12,2),tht(1)"
write(2,*) gamrel(1,1,10,10,8,12,2),tht(1)
end do
write(2,*) "-----"

write(*,*) "7.5"
!vergleichswerte erstellen
do m=1,3
do n=1,11
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
do l=1,29
zwr(19)=gamrel(m,l,i1,i2,j1,j2,n)/mssdt(m,l)
write(*,*) zwr(19),gamrel(m,l,i1,i2,j1,j2,n),mssdt(m,l)
write(*,*) m,l,i1,i2,j1,j2,n
vgl(m,l,i1,i2,j1,j2,n)=(log(zwr(19)))**2
!write(*,*) vgl(m,l,i1,i2,j1,j2,n)
end do
end do
end do

```

```

end do
end do
end do
end do
write(*,*) "8"
write(2,*) "vgl(1,1,10,10,8,12,2)"
do l=1,29
write(2,*) vgl(1,1,10,10,8,12,2)
end do
write(2,*) "-----"
!vglsum:die unterschiede aus berechnung und messung für die gesuchten parameter
do m=1,3
do n=1,11
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
do l=1,29
vglsum(i1,i2,j1,j2,n)=vglsum(i1,i2,j1,j2,n)+vgl(m,l,i1,i2,j1,j2,n)
end do
end do
end do
end do
end do
end do
do n=1,11
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
vglsum(i1,i2,j1,j2,n)=vglsum(i1,i2,j1,j2,n)/87
end do
end do
end do
end do
end do

write(*,*) "9"
write(2,*) vglsum(10,10,8,12,2)
write(2,*) "-----"

open(4,file="vglsum.txt",status="unknown")
do n=1,11
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
write(4,'(f10.8,5(a1,i2))') vglsum(i1,i2,j1,j2,n),"",i1,"",i2,"",j1,"",j2,"",n
end do
end do
end do
end do
end do
close(4)
write(*,*) "10"
open(5,file="kleine_vglsum.txt",status="unknown")
zwr(20)=100000.0
do n=1,11
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12

```

```

do j2=1,12
if(vglsum(i1,i2,j1,j2,n) .lt. zwr(20)) then
write(5,'(f10.8,5(a1,i2))') vglsum(i1,i2,j1,j2,n),"",i1,"",i2,"",j1,"",j2,"",n
zwr(20)=vglsum(i1,i2,j1,j2,n)
else
continue
end if
end do
end do
end do
end do
end do
close(5)
write(*,*) "11"
open(6,file="vglsum_kleiner_007.txt",status="unknown")
zwr(20)=100000.0
do n=1,11
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
if(vglsum(i1,i2,j1,j2,n) .lt. 0.07) then
write(6,'(f10.8,5(a1,i2))') vglsum(i1,i2,j1,j2,n),"",i1,"",i2,"",j1,"",j2,"",n
else
continue
end if
zwr(20)=vglsum(i1,i2,j1,j2,n)
end do
end do
end do
end do
end do
close(6)
close(2)
write(*,*) "12"
!write(*,*) lamkon
!write(*,*) 3*2**2
!write(*,*) 3*(2**2)
! write(*,*) 1*10**6
! write(*,*) 1.0*10**6
! write(*,*) 0.994*10**6
! write(*,*) 0.292*10.0**6
! write(*,*) lam(1)*10.0**-6
20 continue
end program streulich2
! auf file angmie.for
!*****
SUBROUTINE ANGMIE (ALPHA,REFREL,THETA,S1,S2)
! Alfa Groessenparameter
! refrel brechungsindex als komplex Zahl
! Theta: Streuwinkel im Winkelmass
! s1, S2 Intensitaetsfunktionen
! i1 und i2 sin die Absolutwerte cin s1**2 und s2**2
! Subroutine ANGMIE calculates amplitude scattering matrix
! elements for a given size parameter and angle and
! relative refractive index
! refrel is the complex refractive index relative to the surroundings
! Since it is a Bohren and Huffmann program the complex refractive index is given
! as n + i . k
!
COMPLEX D(3000),Y,REFREL,XI,XIO,XI1,AN,BN,S1,S2
DOUBLE PRECISION PSIO,PSI1,PSI,DN,DX

```

```

X=ALPHA
DX=X
Y=X*REFREL
!
! Series terminated after NSTOP terms
!
XSTOP=X+4.*X**(1./3.)+2.0
NSTOP=XSTOP
YMOD=CABS(Y)
NMX=AMAX1(XSTOP,YMOD)+15
TH=THETA*1.570796327/90.
AMU=COS(TH)
!
! Logarithmic derivative D(J) calculated by DOWNWARD
! recurrence beginning with initial value 0.0+I*0.0
! at J = NMX
!
D(NMX)=CMPLX(0.0,0.0)
NN=NMX-1
DO 120 N=1,NN
    RN=NMX-N+1
    120    D(NMX-N)=(RN/Y)-(1./(D(NMX-N+1)+RN/Y))
PIO=0.0
PI1=1.0
S1=CMPLX(0.0,0.0)
S2=CMPLX(0.0,0.0)
!
! Riccati-Bessel functions with real argument X
! calculated by upward recurrence
!
PSIO=DCOS(DX)
PSI1=DSIN(DX)
CHIO=-SIN(X)
CHI1=COS(X)
APSI0=PSIO
APSI1=PSI1
XIO=CMPLX(APSI0,-CHIO)
XI1=CMPLX(APSI1,-CHI1)
N=1
200    DN=N
RN=N
FN=(2.*RN+1.)/(RN*(RN+1.))
PSI=(2.*DN-1.)*PSI1/DX-PSIO
APSI=PSI
CHI=(2.*RN-1.)*CHI1/X-CHIO
XI=CMPLX(APSI,-CHI)
AN=(D(N)/REFREL+RN/X)*APSI-APSI1
AN=AN/((D(N)/REFREL+RN/X)*XI-XI1)
BN=(REFREL*D(N)+RN/X)*APSI-APSI1
BN=BN/((REFREL*D(N)+RN/X)*XI-XI1)
PI=PI1
TAU=RN*AMU*PI-(RN+1.)*PIO
S1=S1+FN*(AN*PI+BN*TAU)
S2=S2+FN*(AN*TAU+BN*PI)
PSIO=PSI1
PSI1=PSI
APSI1=PSI1
!
CHIO=CHI1
CHI1=CHI
!
XI1=CMPLX(APSI1,-CHI1)

```

```

!
N=N+1
RN=N
PI1=((2.*RN-1.)/(RN-1.))*AMU*PI
PI1=PI1-RN*PIO/(RN-1.)
999 PIO=PI
IF(N-1-NSTOP) 200,300,300
300 CONTINUE
      RETURN
!
END

```

!!

```

      SUBROUTINE UTLSPC(A,IL)
!
!   Get first string delimited by space
!
! --- History
!   2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
!   A      C      string(maximum length of A = 256)
!
! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
!   IL     I      length of non-space part in string A
! -----
      CHARACTER A*(*),B*256
!
      NL=LEN(A)
      IF (NL.GT.256) NL=256
      N=0
      IL=0
      DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
        N=N+1
        IF (A(N:N).NE.' ') THEN
          IL=IL+1
          B(IL:IL)=A(N:N)
        ELSE
          IL=-IL
        ENDIF
      ENDDO
      IL=ABS(IL)
!   IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
      RETURN
      END

```

!!

```

      SUBROUTINE UTLCOM(A,IL)
!
!   Get first string delimited by COMMA
!
! --- History
!   2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
!   A      C      string(maximum length of A = 256)
!

```

```

! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
! IL      I      length of non-space part in string A
! -----
      CHARACTER A*(*),B*256
!
      NL=LEN(A)
      IF (NL.GT.256) NL=256
      N=0
      IL=0
      DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
        N=N+1
        IF (A(N:N).NE.',') THEN
          IL=IL+1
          B(IL:IL)=A(N:N)
        ELSE
          IL=-IL
        ENDIF
      ENDDO
      IL=ABS(IL)
!      IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
      RETURN
      END

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

      SUBROUTINE UTLDOT(A,IL)
!
!      Get first string delimited by COMMA
!
! --- History
!      2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
! A      C      string(maximum length of A = 256)
!
! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
! IL      I      length of non-space part in string A
! -----
      CHARACTER A*(*),B*256
!
      NL=LEN(A)
      IF (NL.GT.256) NL=256
      N=0
      IL=0
      DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
        N=N+1
        IF (A(N:N).NE.',') THEN
          IL=IL+1
          B(IL:IL)=A(N:N)
        ELSE
          IL=-IL
        ENDIF
      ENDDO
      IL=ABS(IL)
!      IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
      RETURN
      END

```

Die folgenden zwei Programme, ssa_alt.f90 und ssa_neu.f90 wurden verwendet, um den Faktor zu bestimmen, um den sich berechneter und gemessener extinktionskoeffizient voneinander unterscheiden. Die Berechnung der single scattering albedo $\omega_{\text{m}\bar{e}ga}$ befindet sich in ssa_neu.f90.

```

program ssa_alt
implicit none

real phsonnb(29),phsonnb(29),zensonnb(6),tht(29),thtb(29),lam(6),mssdt(6,29),&
&pi,rd,zwr(100),d(1000),dd,sigm(10),md1(12),md2(12),kls(10),ex1(10,12,1000),ex2(10,12,1000),kd4(1000),&
&alph(3,1000),intamp(3,29,1000),lamkon(3),m21(11),ma,ro,sigmext(3),&
&dse(3,1000),dss(3,1000),ss(3),se(3),kon(1000),qe(3,1000),qs(3,1000),dn(10,10,12,12,11,1000),ssal(3),&
&vodl(3),vodp(3),sel(3),sep(3)
integer i,i1,i2,j,j1,j2,k,l,m,n,ii,jj,kk,ll,mm,nn,il,il2,il3
character*250 chr(250)
complex r,t1,t2,d1,d2,h1,h2

pi=acos(-1.0)
rd=pi/180
!nullsetzten der verwendeten größen?
! ----
write(*,*) "1"
!write(*,*) pi

!wellenlängen vom cimel gemessen, in meter
lam(1)=0.5E-6
lam(2)=0.44E-6
lam(3)=0.67E-6
lam(4)=0.87E-6
lam(5)=1.64E-6
lam(6)=1.02E-6
!write(*,*) lam
write(*,*) "2"

!erstelle variablen
!d(1000),dd,sigm(15),md1(25),md2(25),kls(15),ex1(15,25,1000),ex2(15,25,1000),kd4(1000),&
!&alph(6,1000),intamp(6,29,1000),lamkon(6),m21(20),gam(6,29,15,15,25,25,20)
dd=0.01*1E-6
do k=1,1000
d(k)=dd*k
end do
!write(*,*) "d"
!write(*,*) d
do i=1,10
sigm(i)=1.1+(i-1)*0.15
end do
!write(*,*) "sigm"
!write(*,*) sigm
do j1=1,12
md1(j1)=0.01*j1*8E-6
! md1(j1)=md1(j1)*exp(3*(log(sigm(i1))**2))
end do
!write(*,*) "md1"
!write(*,*) md1
do j2=1,12
md2(j2)=10.0/12.0*(j2+1)*1E-6
! md2(j2)=md2(j2)*exp(3*(log(sigm(i2))**2))
end do
!write(*,*) "md2"
!write(*,*) md2
do n=1,11

```

```

m21(n)=0.01+0.95*(n-1)
end do
!write(*,*) "m21"
!write(*,*) m21
!go to 20
write(*,*) "4"

!erstellen der funktionen, aus denen d-gamma zusammengesetzt ist
do i1=1,10
zwr(5)=log(sigm(i1))
!write(*,*) zwr(5)
kls(i1)=1/zwr(5)
end do
do i1=1,10
do j1=1,12
md1(j1)=md1(j1)*exp(3*(log(sigm(i1))**2.0))
do k=1,1000
zwr(6)=log(d(k))
zwr(7)=log(md1(j1))
zwr(8)=(zwr(6)-zwr(7))**2.0
zwr(9)=2.0*(log(sigm(i1))**2.0
zwr(10)=-zwr(8)/zwr(9)
ex1(i1,j1,k)=exp(zwr(10))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex1(15,1,1:1000)
do i2=1,10
do j2=1,12
md2(j2)=md2(j2)*exp(3.0*(log(sigm(i2))**2.0))
do k=1,1000
zwr(11)=log(d(k))
zwr(12)=log(md2(j2))
zwr(13)=(zwr(11)-zwr(12))**2.0
zwr(14)=2.0*(log(sigm(i2))**2.0
zwr(15)=-zwr(13)/zwr(14)
ex2(i2,j2,k)=exp(zwr(15))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex2(15,1,1:1000)

do m=1,3
do k=1,1000
alph(m,k)=pi*d(k)/lam(m)
end do
end do
!write(*,*) alph(1,1:1000)

!ma=50mikrogramm/kubikmeter=50*10^-9kg/kubikmeter
!ro=1500kg/kubikmeter
ma=5E-8
ro=1500.0
!write(*,*) ro
do k=1,1000
zwr(17)=ma
zwr(18)=ro*sqrt(2.0*pi)*pi*(1.0/6.0)*d(k)**4
!write(*,*) zwr(18)
kon(k)=zwr(17)/zwr(18)
!write(*,*) kon(k)
end do

```

```

!go to 999

write(*,*) "5"

n=8
i1=2
i2=3
j1=2
j2=6
do k=1,1000
dn(i1,i2,j1,j2,n,k)=kon(k)*(m21(n)*kls(i1)*ex1(i1,j1,k)+kls(i2)*ex2(i2,j2,k))*dd
write(*,*) dn(i1,i2,j1,j2,n,k)
end do
write(*,*) "5.1"
r=(1.5,-0.02)
do m=1,3
do k=1,1000
call gumie(r,alph(m,k),qs(m,k),qe(m,k))
! write(*,*) qs(m,k),qe(m,k)
! qs(m,k)=qs(m,k)*10.0**(-9.0)
end do
end do
write(*,*) "5.2"
do m=1,3
do k=1,1000
dss(m,k)=pi*((d(k)**2.0)/4.0)*qs(m,k)*dn(i1,i2,j1,j2,n,k)
!write(*,*) dss(m,k)
end do
end do

do m=1,3
do k=1,1000
ss(m)=ss(m)+dss(m,k)
end do
end do
write(*,*) ss
write(*,*) "5.3"
do m=1,3
do k=1,1000
dse(m,k)=pi*((d(k)**2.0)/4.0)*qe(m,k)*dn(i1,i2,j1,j2,n,k)
!write(*,*) dss(m,k)
end do
end do

do m=1,3
do k=1,1000
se(m)=se(m)+dse(m,k)
end do
end do
write(*,*) se
write(*,*) "5.4"
do m=1,3
ssal(m)=ss(m)/se(m)
end do
write(*,*) ssal
! go to 999

sigmext(1)=0.38/2000.0
sigmext(2)=0.51/2000.0
sigmext(3)=0.17/2000.0

vodl(1)=0.093*((500.0/550.0)**(-4.08))

```

```

vodl(2)=0.093*((440.0/550.0)**(-4.08))
vodl(3)=0.093*((670.0/550.0)**(-4.08))

sel(1)=vodl(1)/2000.0
sel(2)=vodl(2)/2000.0
sel(3)=vodl(3)/2000.0

sep(1)=sigmext(1)-sel(1)
sep(2)=sigmext(2)-sel(2)
sep(3)=sigmext(3)-sel(3)
open(1,file="ssa.txt",status="unknown")
write(1,*) "ss(m),se(m),ssal(m)"
do m=1,3
write(1, '(f8.5,2(a1,f8.5))') ss(m),";",se(m),",",ssal(m)
end do

do m=1,3
write(*,*) "ext ",se(m),"<--->",sigmext(m),"fuer",lam(m)
write(*,*) "vod ",se(m)*7800.0,"<--->",sigmext(m)*7800.0,"fuer",lam(m)
end do
write(1,*) "rechnung ", "<--->", "messung fuer wellenlaenge in m"
write(1,*) "skalenhoehe h=7800.0m"
do m=1,3
write(1,*) "ext ",se(m),"<--->",sigmext(m),"fuer",lam(m)
write(1,*) "vod ",se(m)*7800.0,"<--->",sigmext(m)*7800.0,"fuer",lam(m)
end do
close(1)
999 continue
write(*,*) vodl
do i=1,3
write(*,*) sep(i)*2000.0,se(i)*2000.0
end do
do i=1,3
write(*,*) sep(i)*2000.0+sel(i)*2000.0
end do
do i=1,3
write(*,*) se(i)/sep(i)
end do
end program ssa

! complex nn
! real alfa, qs,qe

! nn= cmplx( 1.5, -.05)
! alfa =4.
!      qs = 1.0
! qe= 2.0
!      write (*,*) nn,alfa, qs,qe
! call Gumie (nn,alfa, qs,qe)

! write (*,*) nn,alfa, qs,qe

! end

! File GUMIE.FOR

!
SUBROUTINE GUMIE(NN,ALFA,QSCATT,QEXT)
REAL H,H1
COMPLEX N,Z,AN,BN,CPSI1,CCHI1,CDPSI1,CDCHI1,ZETA,DZETA,NOMA,&
& DENOMA,NOMB,CPSIO,CCHIO,CDPSIO,CDCHIO,CPSIN,CDPSIN,DENOMB&

```

```

      & ,BRUCH,BRUCH1,BRUCH2,NN
! real alfa, qscatt,qext
      DIMENSION SQS(200),SQE(200)
! Complexer Brechungsindex wird als NN=CMPLX(n,-k) geschrieben !!!
!      write (*,*) nn,alfa, qscatt,qext

      IF(ALFA.GT..18) GOTO 150
!
! BERECHNET EXT UND STREUQU. FUER KLEINE ALFA
!
! APPROXIMATIVE FORMEL NACH BOHREN UND HUFFMAN, P 135
! KOMPLEXER BRECHUNGSINDEX HIER IN DER FORM n+i.k, DAHER ZUERST
! UMWANDLUNG
N=CONJG(NN)
BRUCH1=(N**2-1.)/(N**2+2.)
BRUCH3=(N**4+27.*N**2+38.)/(2.*N**2+3)
TEIL1=4.*ALFA*AIMAG(BRUCH1*(1.+ALFA**2/15.*BRUCH1*BRUCH3))
TEIL2= 8./3.*ALFA**4*REAL(BRUCH1**2)
QEXT=TEIL1+TEIL2
QSCATT= 8./3.*ALFA**4*CABS(BRUCH1)**2
RETURN
150  CONTINUE
      N=NN
      X=ALFA
      PSIM1=SIN(X)
      CHIM1=COS(X)
      DCHIM1=-SIN(X)
      DPSIM1=COS(X)
      PSIMO=SIN(X)/X-COS(X)
      CHIMO=COS(X)/X+SIN(X)
      DPSIMO=(1.-1./X**2.)*SIN(X)+COS(X)/X
      DCHIMO=(1.-1./X**2.)*COS(X)-SIN(X)/X
      DCHIMO=(1.-1./X**2.)*COS(X)-SIN(X)/X
      Z=ALFA*N
      CPSI1=CSIN(Z)
      CDPSI1=CCOS(Z)
      CPSIO=CSIN(Z)/Z-CCOS(Z)
      CDPSIO=(1.-1./Z**2)*CSIN(Z)+CCOS(Z)/Z
      ZETA=CMPLX(PSIMO,CHIMO)
      DZETA=CMPLX(DPSIMO,DCHIMO)
      AN=(CDPSIO*PSIMO-N*CPSIO*DPSIMO)/(CDPSIO*ZETA-N*CPSIO*DZETA)
      BN=(N*CDPSIO*PSIMO-CPSIO*DPSIMO)/(N*CDPSIO*ZETA-CPSIO*DZETA)
      J=1
      QEXT=2./ALFA**2.*(2.*J+1.)*REAL(AN+BN)
      QSCATT=2./ALFA**2.*(2.*J+1.)*(CABS(AN)**2.+CABS(BN)**2.)
110  J=J+1
      PSIN=(2.*J-1.)/X*PSIMO-PSIM1
      DPSIN=-(J)/X*PSIN+PSIMO
      CHIN=(2.*FLOAT(J)-1.)/X*CHIMO-CHIM1
      DCHIN=-J/X*CHIN+CHIMO
      CPSIN=(2.*J-1.)/Z*CPSIO-CPSI1
      CDPSIN=-J/Z*CPSIN+CPSIO
      PSIM1=PSIMO
      DPSIM1=DPSIMO
      CHIM1=CHIMO
      DCHIM1=DCHIMO
      CPSI1=CPSIO
      N2=CMPLX(1.6,0.)
      CDPSI1=CDPSIO
      PSIMO=PSIN
      DPSIMO=DPSIN
      CHIMO=CHIN

```

```

DCHIMO=DCHIN
CPSIO=CPSIN
CDPSIO=CDPSIN
ZETA=CMPLX(PSIMO,CHIMO)
DZETA=CMPLX(DPSIMO,DCHIMO)
NOMA=(CDPSIO*PSIMO-N*CPSIO*DPSIMO)
DENOMA=(CDPSIO*ZETA-N*CPSIO*DZETA)
NOMB=(N*CDPSIO*PSIMO-CPSIO*DPSIMO)
DENOMB=(N*CDPSIO*ZETA-CPSIO*DZETA)
DA=CABS(DENOMA)
DB=CABS(DENOMB)
IF(DB.EQ.0..OR.DA.EQ.0.)GOTO 1101
AN=NOMA/DENOMA
50    BN=NOMB/DENOMB
SQE(J)=2./ALFA**2.*(2.*FLOAT(J)+1.)*REAL(AN+BN)
SQS(J)=2./ALFA**2.*(2.*J+1)*(CABS(AN)**2.+CABS(BN)**2.)
QEXT=QEXT+SQE(J)
QSCATT=QSCATT+SQS(J)
1101   IF(J.GE.200) GOTO 115
      IF(J.LT.12) GOTO 110
      IF(SQS(J).GT.0.00001) GOTO 110
      GOTO 120
115   WRITE(6,116) N,ALFA,QEXT,QSCATT
116   FORMAT(1X,' ZU VIELE SUMMANDEN BENOETIGT, N, ALFA,QEXT,QE SIND..'&
& /5F17.10)
      GOTO 200
120   J9=J-9
      JO=J
      G=0.
      DO 121 M=J9,JO
      G=G+ABS(SQS(M))
121   CONTINUE
      IF(G.GT.0.00001) GOTO 110
200   CONTINUE
210   CONTINUE
      RETURN
      END

```

```

program ssa_neu
implicit none
real phsonn(29),phsonnb(29),zensonn(6),tht(29),thtb(29),lam(6),mssdt(6,29),&
&pi,rd,zwr(100),d(1000),dd,sigm(10),md1(12),md2(12),kls(10),ex1(10,12,1000),ex2(10,12,1000),kd4(1000),&
&alph(3,1000),intamp(3,29,1000),lamkon(3),m21(11),ma,ro,sigmext(3),&
&dse(3,1000),dss(3,1000),ss(3),se(3),kon(1000),qe(3,1000),qs(3,1000),dn(10,10,12,12,11,1000),ssal(3),&
&vodl(3),vodp(3),sel(3),sep(3),ssl(3)
integer i,i1,i2,j,j1,j2,k,l,m,n,ii,jj,kk,ll,mm,nn,il,il2,il3
character*250 chr(250)
complex r,t1,t2,d1,d2,h1,h2
pi=acos(-1.0)
rd=pi/180
!nullsetzten der verwendeten größen?
! ----
write(*,*) "1"
!write(*,*) pi

!wellenlängen vom cimel gemessen, in meter
lam(1)=0.5E-6
lam(2)=0.44E-6
lam(3)=0.67E-6
lam(4)=0.87E-6
lam(5)=1.64E-6
lam(6)=1.02E-6

```

```

!write(*,*) lam
write(*,*) "2"

!erstelle variablen
!d(1000),dd,sign(15),md1(25),md2(25),kls(15),ex1(15,25,1000),ex2(15,25,1000),kd4(1000),&
!&alph(6,1000),intamp(6,29,1000),lamkon(6),m21(20),gam(6,29,15,15,25,25,20)
dd=0.01*1E-6
do k=1,1000
d(k)=dd*k
end do
!write(*,*) "d"
!write(*,*) d
do i=1,10
sign(i)=1.1+(i-1)*0.15
end do
!write(*,*) "sign"
!write(*,*) sign
do j1=1,12
md1(j1)=0.01*j1*8E-6
! md1(j1)=md1(j1)*exp(3*(log(sign(i1))**2))
end do
!write(*,*) "md1"
!write(*,*) md1
do j2=1,12
md2(j2)=10.0/12.0*(j2+1)*1E-6
! md2(j2)=md2(j2)*exp(3*(log(sign(i2))**2))
end do
!write(*,*) "md2"
!write(*,*) md2
do n=1,11
m21(n)=0.01+0.95*(n-1)
end do
!write(*,*) "m21"
!write(*,*) m21
!go to 20
write(*,*) "4"

!erstellen der funktionen, aus denen d-gamma zusammengesetzt ist
do i1=1,10
zwr(5)=log(sign(i1))
!write(*,*) zwr(5)
kls(i1)=1/zwr(5)
end do
do i1=1,10
do j1=1,12
md1(j1)=md1(j1)*exp(3*(log(sign(i1))**2.0))
do k=1,1000
zwr(6)=log(d(k))
zwr(7)=log(md1(j1))
zwr(8)=(zwr(6)-zwr(7))**2.0
zwr(9)=2.0*(log(sign(i1)))**2.0
zwr(10)=-zwr(8)/zwr(9)
ex1(i1,j1,k)=exp(zwr(10))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex1(15,1,1:1000)
do i2=1,10
do j2=1,12
md2(j2)=md2(j2)*exp(3.0*(log(sign(i2))**2.0))
do k=1,1000
zwr(11)=log(d(k))

```

```

zwr(12)=log(md2(j2))
zwr(13)=(zwr(11)-zwr(12))*2.0
zwr(14)=2.0*(log(sigm(i2)))*2.0
zwr(15)=-zwr(13)/zwr(14)
ex2(i2,j2,k)=exp(zwr(15))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex2(15,1,1:1000)

do m=1,3
do k=1,1000
alph(m,k)=pi*d(k)/lam(m)
end do
end do
!write(*,*) alph(1,1:1000)

!ma=50mikrogramm/kubikmeter=50*10-9kg/kubikmeter
!ro=1500kg/kubikmeter
ma=5E-8
ro=1500.0
!write(*,*) ro
do k=1,1000
zwr(17)=ma
zwr(18)=ro*sqrt(2.0*pi)*pi*(1.0/6.0)*d(k)**4
!write(*,*) zwr(18)
kon(k)=zwr(17)/zwr(18)
!write(*,*) kon(k)
end do

!go to 999

write(*,*) "5"

n=8
i1=2
i2=3
j1=2
j2=6
do k=1,1000
dn(i1,i2,j1,j2,n,k)=(1.0)*(1.0/7.0)*kon(k)*(m21(n)*kls(i1)*ex1(i1,j1,k)+kls(i2)*ex2(i2,j2,k))*dd
write(*,*) dn(i1,i2,j1,j2,n,k)
end do
write(*,*) "5.1"
r=(1.5,-0.02)
do m=1,3
do k=1,1000
call gumie(r,alph(m,k),qs(m,k),qe(m,k))
! write(*,*) qs(m,k),qe(m,k)
! qs(m,k)=qs(m,k)*10.0**(-9.0)
end do
end do
write(*,*) "5.2"
do m=1,3
do k=1,1000
dss(m,k)=pi*((d(k)**2.0)/4.0)*qs(m,k)*dn(i1,i2,j1,j2,n,k)
!write(*,*) dss(m,k)
end do
end do

do m=1,3
do k=1,1000

```

```

ss(m)=ss(m)+dss(m,k)
end do
end do
write(*,*) ss
write(*,*) "5.3"
do m=1,3
do k=1,1000
dse(m,k)=pi*((d(k)**2.0)/4.0)*qe(m,k)*dn(i1,i2,j1,j2,n,k)
!write(*,*) dss(m,k)
end do
end do

do m=1,3
do k=1,1000
se(m)=se(m)+dse(m,k)
end do
end do
write(*,*) se
write(*,*) "5.4"
do m=1,3
ssal(m)=ss(m)/se(m)
end do
write(*,*) ssal
! go to 999

sigmext(1)=0.38/2000.0
sigmext(2)=0.51/2000.0
sigmext(3)=0.17/2000.0

vodl(1)=0.093*((500.0/550.0)**(-4.08))
vodl(2)=0.093*((440.0/550.0)**(-4.08))
vodl(3)=0.093*((670.0/550.0)**(-4.08))

sel(1)=vodl(1)/2000.0
sel(2)=vodl(2)/2000.0
sel(3)=vodl(3)/2000.0

ssl(1)=4.0*(11.62*10**(-6.0))*((500.0/550.0)**(-4.08))
ssl(2)=4.0*(11.62*10**(-6.0))*((440.0/550.0)**(-4.08))
ssl(3)=4.0*(11.62*10**(-6.0))*((670.0/550.0)**(-4.08))

sep(1)=sigmext(1)-sel(1)
sep(2)=sigmext(2)-sel(2)
sep(3)=sigmext(3)-sel(3)
open(1,file="ssa.txt",status="unknown")
write(1,*) "ss(m),se(m),ssal(m)"
do m=1,3
write(1, '(f8.5,2(a1,f8.5))') ss(m),";",se(m),",",ssal(m)
end do

do m=1,3
write(*,*) "ext ",se(m),"<--->",sigmext(m),"fuer",lam(m)
write(*,*) "vod ",se(m)*2000.0,"<--->",sigmext(m)*2000.0,"fuer",lam(m)
end do
write(1,*) "rechnung ", "<--->", "messung fuer wellenlaenge in m"
write(1,*) "skalenhoehe h=2000.0m"
do m=1,3
write(1,*) "ext ",se(m),"<--->",sigmext(m),"fuer",lam(m)
write(1,*) "vod ",se(m)*2000.0,"<--->",sigmext(m)*2000.0,"fuer",lam(m)
end do
close(1)
999 continue

```

```

write(*,*) vodl
do i=1,3
write(*,*) sep(i)*2000.0,se(i)*2000.0
end do
do i=1,3
write(*,*) sep(i)*2000.0+sel(i)*2000.0
end do
do i=1,3
write(*,*) se(i)/sep(i)
end do
do i=1,3
write(*,*) se(i)*2000.0+sel(i)*2000.0
end do
do i=1,3
write(*,*) (ssl(i)+ss(i))/(sel(i)+se(i))
end do
end program ssa

! complex nn
! real alfa, qs,qe

! nn= cmplx( 1.5, -.05)
! alfa =4.
!      qs = 1.0
! qe= 2.0
!      write (*,*) nn,alfa, qs,qe
! call Gumie (nn,alfa, qs,qe)

! write (*,*) nn,alfa, qs,qe

! end

! File GUMIE.FOR

!
      SUBROUTINE GUMIE(NN,ALFA,QSCATT,QEXT)
      REAL H,H1
      COMPLEX N,Z,AN,BN,CPSI1,CCHI1,CDPSI1,CDCHI1,ZETA,DZETA,NOMA,&
& DENOMA,NOMB,CPSIO,CCHIO,CDPSIO,CDCHIO,CPSIN,CDPSIN,DENOMB&
& ,BRUCH,BRUCH1,BRUCH2,NN
! real alfa, qscatt,qext
      DIMENSION SQS(200),SQE(200)
! Complexer Brechungsindex wird als NN=CMPLX(n,-k) geschrieben !!!
!      write (*,*) nn,alfa, qscatt,qext

      IF(ALFA.GT..18) GOTO 150

!
! BERECHNET EXT UND STREUQU. FUER KLEINE ALFA
!
! APPROXIMATIVE FORMEL NACH BOHREN UND HUFFMAN, P 135
! KOMPLEXER BRECHUNGSINDEX HIER IN DER FORM n+i.k, DAHER ZUERST
! UMWANDLUNG
N=CONJG(NN)
BRUCH1=(N**2-1.)/(N**2+2.)
BRUCH3=(N**4+27.*N**2+38.)/(2.*N**2+3)
TEIL1=4.*ALFA*AIMAG(BRUCH1*(1.+ALFA**2/15.*BRUCH1*BRUCH3))
TEIL2= 8./3.*ALFA**4*REAL(BRUCH1**2)
QEXT=TEIL1+TEIL2
QSCATT= 8./3.*ALFA**4*CABS(BRUCH1)**2
RETURN
150  CONTINUE

```

```

N=NN
X=ALFA
PSIM1=SIN(X)
CHIM1=COS(X)
DCHIM1=-SIN(X)
DPSIM1=COS(X)
PSIMO=SIN(X)/X-COS(X)
CHIMO=COS(X)/X+SIN(X)
DPSIMO=(1.-1./X**2.)*SIN(X)+COS(X)/X
DCHIMO=(1.-1./X**2.)*COS(X)-SIN(X)/X
DCHIMO=(1.-1./X**2.)*COS(X)-SIN(X)/X
Z=ALFA*N
CPSI1=CSIN(Z)
CDPSI1=CCOS(Z)
CPSIO=CSIN(Z)/Z-CCOS(Z)
CDPSIO=(1.-1./Z**2.)*CSIN(Z)+CCOS(Z)/Z
ZETA=CMPLX(PSIMO,CHIMO)
DZETA=CMPLX(DPSIMO,DCHIMO)
AN=(CDPSIO*PSIMO-N*CPSIO*DPSIMO)/(CDPSIO*ZETA-N*CPSIO*DZETA)
BN=(N*CDPSIO*PSIMO-CPSIO*DPSIMO)/(N*CDPSIO*ZETA-CPSIO*DZETA)
J=1
QEXT=2./ALFA**2.*(2.*J+1.)*REAL(AN+BN)
QSCATT=2./ALFA**2.*(2.*J+1.)*(CABS(AN)**2.+CABS(BN)**2.)
110 J=J+1
PSIN=(2.*J-1.)/X*PSIMO-PSIM1
DPSIN=-(J)/X*PSIN+PSIMO
CHIN=(2.*FLOAT(J)-1.)/X*CHIMO-CHIM1
DCHIN=-J/X*CHIN+CHIMO
CPSIN=(2.*J-1.)/Z*CPSIO-CPSI1
CDPSIN=-J/Z*CPSIN+CPSIO
PSIM1=PSIMO
DPSIM1=DPSIMO
CHIM1=CHIMO
DCHIM1=DCHIMO
CPSI1=CPSIO
N2=CMPLX(1.6,0.)
CDPSI1=CDPSIO
PSIMO=PSIN
DPSIMO=DPSIN
CHIMO=CHIN
DCHIMO=DCHIN
CPSIO=CPSIN
CDPSIO=CDPSIN
ZETA=CMPLX(PSIMO,CHIMO)
DZETA=CMPLX(DPSIMO,DCHIMO)
NOMA=(CDPSIO*PSIMO-N*CPSIO*DPSIMO)
DENOMA=(CDPSIO*ZETA-N*CPSIO*DZETA)
NOMB=(N*CDPSIO*PSIMO-CPSIO*DPSIMO)
DENOMB=(N*CDPSIO*ZETA-CPSIO*DZETA)
DA=CABS(DENOMA)
DB=CABS(DENOMB)
IF(DB.EQ.0..OR.DA.EQ.0.)GOTO 1101
AN=NOMA/DENOMA
50 BN=NOMB/DENOMB
SQE(J)=2./ALFA**2.*(2.*FLOAT(J)+1.)*REAL(AN+BN)
SQS(J)=2./ALFA**2.*(2.*J+1)*(CABS(AN)**2.+CABS(BN)**2.)
QEXT=QEXT+SQE(J)
QSCATT=QSCATT+SQS(J)
1101 IF(J.GE.200) GOTO 115
IF(J.LT.12) GOTO 110
IF(SQS(J).GT.0.00001) GOTO 110
GOTO 120

```

```

115 WRITE(6,116) N,ALFA,QEXT,QSCATT
116 FORMAT(1X,' ZU VIELE SUMMANDEN BENOETIGT, N, ALFA,QEXT,QE SIND..'&
& /5F17.10)
      GOTO 200
120 J9=J-9
      J0=J
      G=0.
      DO 121 M=J9,J0
      G=G+ABS(SQS(M))
121 CONTINUE
      IF(G.GT.0.00001) GOTO 110
200 CONTINUE
210 CONTINUE
      RETURN
      END

```

Das folgende Programm berechnet das $\gamma(\theta, \lambda)$ und schreibt es in eine Datei gam_auswahl.txt. Hierzu werden die gefundenen Parameter manuell in den Quellcode eingetragen. Der Korrekturfaktor, der sich aus der Division von berechnetem und gemessenem Extinktionskoeffizienten ergibt, wird hier ebenfalls eingetragen (im letzten Schritt zur Berechnung der $d\gamma$).

```
! streulich2.f90
!
! FUNCTIONS:
! streulich2      - Entry point of console application.
!
!*****
!
! PROGRAM: streulich2
!
! PURPOSE: Entry point for the console application.
!
!*****

program streulich2

implicit none

real phsonn(29),phsonnb(29),zensonn(6),mwzensonn,mwzensonnb,tht(29),thtb(29),lam(6),mssdt(6,29),&
&pi,rd,zwr(100),d(1000),dd,sigm(10),md1(12),md2(12),kls(10),ex1(10,12,1000),ex2(10,12,1000),kd4(1000),&
&alph(3,1000),intamp(3,29,1000),lamkon(3),m21(11),gam(3,29,10,10,12,12,11),ma,ro,&
&dgam,gamrel(3,29,10,10,12,12,11),gamsum(3,10,10,12,12,11),vgl(3,29,10,10,12,12,11),vglsum(10,10,12,12,11)
integer i,il,i2,j,j1,j2,k,l,m,n,ii,jj,kk,ll,mm,nn,il,il2,il3
character*250 chr(250)
complex r,t1,t2,d1,d2,h1,h2

pi=acos(-1.0)
rd=pi/180
!nullsetzten der verwendeten größen?
! ----
write(*,*) "1"
!write(*,*) pi
! azimuthalwinkel, gemessen vom cimel, relativ zur sonne, in grad
phsonn(1)=3.0
phsonn(2)=3.5
phsonn(3)=4.0
phsonn(4)=5.0
phsonn(5)=6.0
phsonn(6)=6.0
phsonn(7)=7.0
phsonn(8)=8.0
phsonn(9)=10.0
phsonn(10)=12.0
phsonn(11)=14.0
phsonn(12)=16.0
phsonn(13)=18.0
phsonn(14)=20.0
phsonn(15)=25.0
phsonn(16)=30.0
phsonn(17)=35.0
phsonn(18)=40.0
phsonn(19)=45.0
phsonn(20)=50.0
phsonn(21)=60.0
phsonn(22)=70.0
```

```

phsonn(23)=80.0
phsonn(24)=90.0
phsonn(25)=100.0
phsonn(26)=120.0
phsonn(27)=140.0
phsonn(28)=160.0
phsonn(29)=180.0
do i=1,29
phsonnb(i)=phsonn(i)*rd
end do
!write(*,*) phsonn
!write(*,*) phsonnb

!wellenlängen vom cimel gemessen, in meter
lam(1)=0.5E-6
lam(2)=0.44E-6
lam(3)=0.67E-6
lam(4)=0.87E-6
lam(5)=1.64E-6
lam(6)=1.02E-6
!write(*,*) lam
write(*,*) "2"
!messdaten vom cimel, verstärkungen bereits berücksichtigt, auf deren summe normiert

!write(*,*) zensonn
!write(*,*) mssdt(2,1:29)

write(*,*) "3"

!berechnung des streuwinkels
do i=1,29
thtb(i)=phsonnb(i)
tht(i)=phsonn(i)
end do
!write(*,*) tht

!erstelle variablen
!d(1000),dd,sign(15),md1(25),md2(25),kls(15),ex1(15,25,1000),ex2(15,25,1000),kd4(1000),&
!&alph(6,1000),intamp(6,29,1000),lamkon(6),m21(20),gam(6,29,15,15,25,25,20)
dd=0.01*1E-6
do k=1,1000
d(k)=dd*k
end do
!write(*,*) d
do i=1,10
sign(i)=1.01+(i-1)*0.05
end do
write(*,*) sign
do j1=1,12
md1(j1)=0.01*j1*4E-6
end do
write(*,*) md1
do j2=1,12
md2(j2)=10.0/12.0*(j2+1)*1E-6
end do
write(*,*) md2
do n=1,11
m21(n)=0.001+0.02*(n-1)
end do
write(*,*) m21

```

```

write(*,*) "4"
!go to 99
!erstellen der funktionen, aus denen d-gamma zusammengesetzt ist
do i1=1,10
zwr(5)=log(sigm(i1))
!write(*,*) zwr(5)
kls(i1)=1/zwr(5)
end do
do i1=1,10
do j1=1,12
md1(j1)=md1(j1)*exp(3*(log(sigm(i1))**2))
do k=1,1000
zwr(6)=log(d(k))
zwr(7)=log(md1(j1))
zwr(8)=(zwr(6)-zwr(7))**2
zwr(9)=2.0*(log(sigm(i1))**2
zwr(10)=-zwr(8)/zwr(9)
ex1(i1,j1,k)=exp(zwr(10))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex1(15,1,1:1000)
do i2=1,10
do j2=1,12
md2(j2)=md2(j2)*exp(3*(log(sigm(i2))**2))
do k=1,1000
zwr(11)=log(d(k))
zwr(12)=log(md2(j2))
zwr(13)=(zwr(11)-zwr(12))**2
zwr(14)=2.0*(log(sigm(i2))**2
zwr(15)=-zwr(13)/zwr(14)
ex2(i2,j2,k)=exp(zwr(15))
end do
end do
end do
!write(*,*) ex2(15,1,1:1000)
do k=1,1000
zwr(16)=d(k)**4
kd4(k)=1/zwr(16)
end do
!write(*,*) kd4
do m=1,3
do k=1,1000
alph(m,k)=pi*d(k)/lam(m)
end do
end do
!write(*,*) alph(1,1:1000)
r=(1.5,0.02)
do m=1,3
do l=1,29
do k=1,1000
call angmie(alph(m,k),r,tht(1),t1,t2)
h1=t1**2
h2=t2**2
d1=abs(h1)
d2=abs(h2)
intamp(m,l,k)=real(d1)+real(d2)
end do
end do
end do
!write(*,*) t1,d1,intamp(1,1,1)

```

```

!ma=50mikrogramm/kubikmeter=50*10-9kg/kubikmeter
!ro=1500kg/kubikmeter
ma=5E-8
ro=1500
do m=1,3
zwr(17)=ma*lam(m)**2
zwr(18)=ro*sqrt((32/9)*pi**7)
lamkon(m)=zwr(17)/zwr(18)
end do

write(*,*) "5"
!write(*,*) m,i1,i2,j1,j2,n,l,k
write(*,*) lamkon(1)
write(*,*) intamp(1,1,500)
write(*,*) kd4(500)
write(*,*) kls(1)
write(*,*) ex1(1,2,500)
write(*,*) m21(1)
write(*,*) kls(1)
write(*,*) ex2(1,1,500)
write(*,*) dd
!hier die berechnung der gamma
do m=1,3
do i1=1,10
do i2=1,10
write(*,*) m,i1,i2
do j1=1,12
do j2=1,12
do n=1,11
do l=1,29
do k=1,1000
!write(*,*) m,i1,i2,j1,j2,n,l,k
!write(*,*) lamkon(m)
!write(*,*) intamp(m,l,k)
!write(*,*) kd4(k)
!write(*,*) kls(i1)
!write(*,*) ex1(i1,j1,k)
!write(*,*) m21(n)
!write(*,*) kls(i2)
!write(*,*) ex2(i2,j2,k)
!write(*,*) dd
dgam=(1.0/7.0)*lamkon(m)*intamp(m,l,k)*kd4(k)*(m21(n)*kl(i1)*ex1(i1,j1,k)+kl(i2)*ex2(i2,j2,k))*dd
!write(*,*) dgam
gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)=gam(m,l,i1,i2,j1,j1,n)+dgam
end do
end do
end do
end do
end do
end do
end do

write(*,*) "6"

do m=1,3
do i1=1,10
do i2=1,10
do j1=1,12
do j2=1,12
do n=1,11
do l=1,29

```

```

if (gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n) .lt. 0.0000000001) then
gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)=0.0000000001
!write(*,*) "gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n)<0 ",m,i1,i2,j1,j2,n
else
continue
end if
end do
end do
end do
end do
end do
end do
end do

!hier die gefundenen parameter-sets eintragen
open(3,file="gam_auswahl.txt",status="unknown")
n=8
i1=2
i2=3
j1=2
j2=6
do m=1,3
do l=1,29
write(3,120) gam(m,l,i1,i2,j1,j2,n),";",tht(1),";",m,";",n,";",i1,";",i2,";",j1,";",j2,";",l
120 format(f14.12,a1,f5.1,a1,i1,a1,i2,a1,i2,a1,i2,a1,i2,a1,i2,a1,i2)
end do
end do

close(3)
write(*,*) "12"
!write(*,*) lamkon
!write(*,*) 3*2**2
!write(*,*) 3*(2**2)
! write(*,*) 1*10**6
! write(*,*) 1.0*10**6
! write(*,*) 0.994*10**6
! write(*,*) 0.292*10.0**6
! write(*,*) lam(1)*10.0**-6
99 continue
end program streulich2
! auf file angmie.for
!*****
SUBROUTINE ANGMIE (ALPHA,REFREL,THETA,S1,S2)
! Alfa Groessenparameter
! refrel brechungsindex als komplex Zahl
! Theta: Streuwinkel im Winkelmaß
! s1, S2 Intensitätsfunktionen
! i1 und i2 sind die Absolutwerte von s1**2 und s2**2
! Subroutine ANGMIE calculates amplitude scattering matrix
! elements for a given size parameter and angle and
! relative refractive index
! refrel is the complex refractive index relative to the surroundings
! Since it is a Bohren and Huffmann program the complex refractive index is given
! as n + i . k
!
COMPLEX D(3000),Y,REFREL,XI,XI0,XI1,AN,BN,S1,S2
DOUBLE PRECISION PSIO,PSI1,PSI,DN,DX
X=ALPHA
DX=X
Y=X*REFREL
!

```

```

! Series terminated after NSTOP terms
!
XSTOP=X+4.*X**(1./3.)+2.0
NSTOP=XSTOP
YMOD=CABS(Y)
NMX=AMAX1(XSTOP,YMOD)+15
TH=THETA*1.570796327/90.
AMU=COS(TH)
!
! Logarithmic derivative D(J) calculated by DOWNWARD
! recurrence beginning with initial value 0.0+I*0.0
! at J = NMX
!
D(NMX)=CMPLX(0.0,0.0)
NN=NMX-1
DO 120 N=1,NN
    RN=NMX-N+1
120    D(NMX-N)=(RN/Y)-(1./(D(NMX-N+1)+RN/Y))
PIO=0.0
PI1=1.0
S1=CMPLX(0.0,0.0)
S2=CMPLX(0.0,0.0)
!
! Riccati-Bessel functions with real argument X
! calculated by upward recurrence
!
PSIO=DCOS(DX)
PSI1=DSIN(DX)
CHIO=-SIN(X)
CHI1=COS(X)
APSI0=PSIO
APSI1=PSI1
XIO=CMPLX(APSI0,-CHIO)
XI1=CMPLX(APSI1,-CHI1)
N=1
200    DN=N
RN=N
FN=(2.*RN+1.)/(RN*(RN+1.))
PSI=(2.*DN-1.)*PSI1/DX-PSIO
APSI=PSI
CHI=(2.*RN-1.)*CHI1/X-CHIO
XI=CMPLX(APSI,-CHI)
AN=(D(N)/REFREL+RN/X)*APSI-APSI1
AN=AN/((D(N)/REFREL+RN/X)*XI-XI1)
BN=(REFREL*D(N)+RN/X)*APSI-APSI1
BN=BN/((REFREL*D(N)+RN/X)*XI-XI1)
PI=PI1
TAU=RN*AMU*PI-(RN+1.)*PIO
S1=S1+FN*(AN*PI+BN*TAU)
S2=S2+FN*(AN*TAU+BN*PI)
PSIO=PSI1
PSI1=PSI
APSI1=PSI1
!
CHIO=CHI1
CHI1=CHI
!
XI1=CMPLX(APSI1,-CHI1)
!
N=N+1
RN=N
PI1=((2.*RN-1.)/(RN-1.))*AMU*PI

```

```

PI1=PI1-RN*PIO/(RN-1.)
999 PIO=PI
IF(N-1-NSTOP) 200,300,300
300 CONTINUE
      RETURN
!
END

```

!!

```

      SUBROUTINE UTLSPC(A,IL)
!
!   Get first string delimited by space
!
! --- History
!   2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
!   A      C      string(maximum length of A = 256)
!
! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
! IL      I      length of non-space part in string A
! -----
      CHARACTER A*(*),B*256
!
      NL=LEN(A)
      IF (NL.GT.256) NL=256
      N=0
      IL=0
      DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
        N=N+1
        IF (A(N:N).NE.' ') THEN
          IL=IL+1
          B(IL:IL)=A(N:N)
        ELSE
          IL=-IL
        ENDIF
      ENDDO
      IL=ABS(IL)
!   IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
      RETURN
      END

```

!!

```

      SUBROUTINE UTLCOM(A,IL)
!
!   Get first string delimited by COMMA
!
! --- History
!   2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
!   A      C      string(maximum length of A = 256)
!
! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
! IL      I      length of non-space part in string A
! -----

```

```

        CHARACTER A*(*),B*256
!
        NL=LEN(A)
        IF (NL.GT.256) NL=256
        N=0
        IL=0
        DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
            N=N+1
            IF (A(N:N).NE.',') THEN
                IL=IL+1
                B(IL:IL)=A(N:N)
            ELSE
                IL=-IL
            ENDIF
        ENDDO
        IL=ABS(IL)
!       IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
        RETURN
        END

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

        SUBROUTINE UTLDOT(A,IL)
!
!       Get first string delimited by COMMA
!
! --- History
!   2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
!   A      C      string(maximum length of A = 256)
!
! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
! IL      I      length of non-space part in string A
! -----
        CHARACTER A*(*),B*256
!
        NL=LEN(A)
        IF (NL.GT.256) NL=256
        N=0
        IL=0
        DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
            N=N+1
            IF (A(N:N).NE.',') THEN
                IL=IL+1
                B(IL:IL)=A(N:N)
            ELSE
                IL=-IL
            ENDIF
        ENDDO
        IL=ABS(IL)
!       IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
        RETURN
        END

```

Das ermittelte γ wird in der Datei gam_auswahl.txt durch folgendes Programm zur Berechnung des Streulichts berechnet. Des weiteren wird das einfallende direkte Licht berechnet und gemeinsam mit dem Diffusen in die Datei tag_licht_tabelle.txt geschrieben.

```

program diffuses_streulicht

implicit none

real pi,rd,gam(3,29),s0(800),s0d(800),azwink(6),mwaz,mwazb,zenwink(6),&
&mwzen,mwzenb,sto(6),lam(6),vod(6),hmax,sigext(6),phsonn(29),ph(29),phb(29),&
&s0x,s0y,s0z,thtx(901),thtxb(901),phix(1800),phixb(1800),dthtx,dthtxb,dphix,dphixb,&
&sdiff(3),dsdiff(3),ex,ex2,abs,kf,tht,thtb,zwr(50),anst,gmp,fyb,lat,dekb,&
tcb,shab,szab,szb,sza,az,nday,hour
character*250 chr(100),sdum(800),a,b,c
integer i,i1,i2,j,j1,j2,l,m,n,dtrws,ls(800),dls(800),o,p

pi=3.14159265358979
rd=pi/180

lam(1)=0.5*1E-6
lam(2)=0.44*1E-6
lam(3)=0.67*1E-6
lam(4)=0.87*1E-6
lam(5)=1.64*1E-6
lam(6)=1.02*1E-6

vod(1)=-0.38
vod(2)=-0.51
vod(3)=-0.17
vod(4)=-0.01
vod(5)=-0.01
vod(6)=-0.01
hmax=7800.0

!vorzeichen sigma extinktion?
do i=1,6
sigext(i)=-vod(i)/hmax
end do

! azimuthalwinkel, gemessen vom cimel, relativ zur sonne, in grad
phsonn(1)=3.0
phsonn(2)=3.5
phsonn(3)=4.0
phsonn(4)=5.0
phsonn(5)=6.0
phsonn(6)=6.0
phsonn(7)=7.0
phsonn(8)=8.0
phsonn(9)=10.0
phsonn(10)=12.0
phsonn(11)=14.0
phsonn(12)=16.0
phsonn(13)=18.0
phsonn(14)=20.0
phsonn(15)=25.0
phsonn(16)=30.0
phsonn(17)=35.0
phsonn(18)=40.0
phsonn(19)=45.0
phsonn(20)=50.0
phsonn(21)=60.0

```

```

phsonn(22)=70.0
phsonn(23)=80.0
phsonn(24)=90.0
phsonn(25)=100.0
phsonn(26)=120.0
phsonn(27)=140.0
phsonn(28)=160.0
phsonn(29)=180.0
do i=1,29
ph(i)=phsonn(i)
phb(i)=phsonn(i)*rd
end do

!write(*,*) ph
!write(*,*) phb
!write(*,*) lam
!write(*,*) sigext

!einlesen der ermittelten gamma
open(1,file="gam180.txt",status="unknown")
do i=1,100
read(1,100,end=10) chr(i)
100 format(a14)
10 continue
end do
close(1)
! do i=1,87
! write(*,'(a30)') chr(i)
! end do
do i=1,87
if(i .le. 29) then
read(chr(i),'(f14.12)') gam(1,i)
else
continue
end if
if(i .gt.29 .and. i .le. 58) then
read(chr(i),'(f14.12)') gam(2,i-29)
else
continue
end if
if(i .gt. 58 .and. i .le. 87) then
read(chr(i),'(f14.12)') gam(3,i-58)
else
continue
end if
end do
!write(*,*) gam(1,1:29)
!write(*,*) gam(2,1:29)
!write(*,*) gam(3,1:29)

!einlesen der zenithwinkel, mittelwertbildung
open(2,file="messdat.txt",status="unknown")
read(2,105) b
105 format(a50)
read(2, 106) a
106 format(a50)
read(a,104) zenwink(1),zenwink(2),zenwink(3),zenwink(4),zenwink(5),zenwink(6)
104 format(f4.1,t6,f4.1,t11,f4.1,t16,f4.1,t21,f4.1,t26,f4.1)
close(2)
mwzen=0
do i=1,3
mwzen=mwzen+zenwink(i)

```

```

end do
mwzen=mwzen/3
mwzenb=mwzen*rd
!write(*,*) mwzen,mwzenb

!einlesen der azimuthwinkel,mittelwertbildung
!eingabe muss genau dieses format haben!
open(3,file="sonnenazimuth.txt",status="unknown")
read(3,107) c
107 format(a50)
read(c,108) azwink(1),azwink(2),azwink(3),azwink(4),azwink(5),azwink(6)
108 format(f5.1,t7,f5.1,t13,f5.1,t19,f5.1,t25,f5.1,t31,f5.1)
close(3)
mwaz=0
do i=1,3
mwaz=mwaz+azwink(i)
end do
mwaz=mwaz/3
mwazb=mwaz*rd
!write(*,*) mwaz,mwazb

!einlesen der extraterrestrischen solar-irradienzen
!bemerkung: wenn eine do schleife mit 2 anfängt, dann ist das wegen verschobenem anfang der liste
open(4,file="sonnenspektrum_toa.txt",status="unknown")
open(5,file="zwischenresultate.txt",status="unknown")
do i=1,800
read(4,109,end=11) sdum(i)
109 format(a250)
!write(5,'(a250,a1,i3)') sdum(i),"",i
end do
11 continue
close(4)
dtrws=i-1
!write(5,'(a19,i3)') "anzahl datenreihen:",dtrws
do i=1,dtrws
read(sdum(i),110) ls(i),s0d(i)
110 format(i3,t5,f4.2)
!write(5,'(i3,a1,f4.2)') ls(i),"",s0d(i)
end do
do i=2,dtrws
dls(i)=ls(i)-ls(i-1)
!write(5,*) dls(i)
end do
j=2
!12 continue
do i=1,799
if (i .lt. ls(j)) then
s0(i)=s0d(j)/dls(j)
else
j=j+1
s0(i)=s0d(j)/dls(j)
end if
end do
s0(800)=1.144
!do i=1,800
!write(5,'(i3,a1,f6.4)') i," ",s0(i)
!end do
close(5)

!umschreiben der s0 auf stoa, da stoa passenderes format hat (stoa(6)) und schon im programm steht
stoa(1)=s0(500)
stoa(2)=s0(440)

```

```

stoa(3)=s0(670)
!write(*,*) stoa

!erstelle ein koordinatensystem: x zeigt nach norden, y nach osten, z nach oben. hier theta und phi dieses systems
thtx(1)=0.0
thtxb(1)=0.0
do i=2,901
thtx(i)=0.1*(i-1)
thtxb(i)=thtx(i)*rd
end do
phix(1)=0.0
phixb(1)=0.0
do i=2,1800
phix(i)=0.2*(i-1)
phixb(i)=phix(i)*rd
end do
dthtx=0.1
dthtxb=dthtx*rd
dphix=0.2
dphixb=dphix*rd

!do i=1,90
!write(*,*) thtx(i*10),thtxb(i*10)
!end do
!do i=1,180
!write(*,*) phix(i*10),phixb(i*10)
!end do

! fy= fractional year, dek= deklination, tc= time correction, sza= solar zenith angle, az= azimuth angle
! mit b am ende, da in bogenmaß
open(8,file="tag_licht_tebelle.txt",status="unknown")
open(9,file="sdiff_durch_sdirekt.txt",status="unknown")
write(8,'(a124)') "sdf1+sdir1  sdf2+sdir2  sdf3+sdir3  sdiff(1)    sdiff(2)    sdiff(3)    sdirekt(1)  sdirekt(2)

!
do p=60,274
do o=1,25
zwr(16)=0.0
zwr(17)=0.0
dekb=0.0
fyb=0.0
tcb=0.0
shab=0.0
sza=0.0
az=0.0

nday=p
hour=o-1

fyb=(360.0/365.25)*(nday+hour/24.0)*rd
!write(*,*) fyb/rd
dekb=(0.396372-22.91327*cos(fyb)+4.02543*sin(fyb)-0.387205*cos(2.0*fyb)+&
0.051967*sin(2.0*fyb)-0.154527*cos(3.0*fyb) + 0.084798*sin(3.0*fyb))*rd
!write(*,*) dekb/rd
tcb=(0.004297+0.107029*cos(fyb)-1.837877*sin(fyb)-0.837378*cos(2.0*fyb)-&
-2.340475*sin(2.0*fyb))*rd
!write(*,*) tcb/rd
shab=((hour-12.0)*15.0+16.3666)*rd+tcb
!write(*,*) shab/rd

```

```

zwr(16)=sin(48.2*rd)*sin(dekb)+cos(48.2*rd)*cos(dekb)*cos(shab)
!write(*,*) zwr(16)
sza=acos(zwr(16))/rd
!write(*,*) sza
zwr(17)=(sin(dekb)-sin(48.2*rd)*cos(sza*rd))/(cos(48.2*rd)*sin(sza*rd))
!write(*,*) zwr(17)
if(zwr(17) .lt. -1.0) then
zwr(17)=-1.0
else
continue
end if
if(zwr(17) .gt. 1.0) then
zwr(17)=1.0
else
continue
end if
az=acos(zwr(17))/rd

!write(*,*) az,sza,hour,nday
!write(*,*) nday,hour

! end do
! end do

!go to 20

!koordinatensystem ist zu groß, um sich eine liste mit alles ortsvektoren, streuwinkel etc zu erstellen.
! daher werde ich die x,y,z-abhängigen größen für jeden einzelnen fall neu berechnen:
! do i=1,3
! sdiff(i)=0.0
! end do

if(sza .le. 90.0)then
sdiff=0.0
mwzenb=sza*rd
mwazb=az*rd

do l=1,3
do i=1,900
do j=1,1800

!i=1
!j=900
!l=2
dsdiff=0.0
abs=0.0
zwr(1)=0.0
zwr(2)=0.0
zwr(3)=0.0
zwr(4)=0.0
zwr(5)=0.0
zwr(6)=0.0
zwr(7)=0.0
zwr(8)=0.0
zwr(9)=0.0
zwr(10)=0.0

```

```

zwr(11)=0.0
zwr(12)=0.0
zwr(13)=0.0
zwr(14)=0.0
zwr(15)=0.0
tht=0.0
ex=0.0
ex2=0.0
kf=0.0

!definiere den richtungseinheitsvektor der einfallenden sonnenstrahlen:(EINfallend, daher überall -1)
s0x=-sin(mwzenb)*cos(mwazb)
s0y=-sin(mwzenb)*sin(mwazb)
s0z=-cos(mwzenb)

!hier die berechnung des streuwinkels:(tht=streuwinkel)
zwr(1)=(sin(thtxb(i))*cos(phixb(j))*s0x)
zwr(2)=(sin(thtxb(i))*sin(phixb(j))*s0y)
zwr(3)=(cos(thtxb(i))*s0z)
zwr(4)=zwr(1)+zwr(2)+zwr(3)
if(zwr(4) .gt. 1.0) then
write(*,'(a21,f25.20,4i1)') "argument von acos>1 :",zwr(4),i,j,l
zwr(4)=1.0
else
continue
end if
if(zwr(4) .lt. -1.0) then
write(*,'(a22,f25.20,4i1)') "argument von acos<-1 :",zwr(4),i,j,l
zwr(4)=-1.0
else
continue
end if
zwr(5)=acos(zwr(4))
zwr(6)=zwr(5)/rd
tht=180-zwr(6)
thtb=tht*rd
!write(*,*) tht

!write(*,*) "4,1"
! write(*,*) tht,thtb,zwr(6)
!hier die berechnung des exponential-faktors
zwr(7)=cos(mwzenb)
zwr(8)=hmax*sigext(1)
zwr(9)=-zwr(8)/zwr(7)
zwr(10)=cos(thtxb(i))
ex=exp(zwr(9))
!hier die berechnung des konstanten exponentialfaktors
zwr(11)=zwr(7)-zwr(10)
kf=(zwr(11)*sigext(1))/zwr(7)
!write(*,*) kf

!write(*,*) "4,2"
!if(kf .lt. 0.0000000001) then
!write (*,*) kf,i,j,l
!else
!continue
!end if
if(kf .eq. 0.0) then
write (*,*) "kf=0",kf,i,j,l
else

```

```

continue
end if
!if(kf .gt. 0.0) then
!write (*,*) "kf>0",kf,i,j,l
!else
!continue
!end if
!write(*,*) "4,3"
zwr(12)=1/kf
!write(*,*) "4,33"
!hier die berechnung des exp-faktors
!if(cos(thtxb(i)) .lt. 0.00000001) then
!write(*,*) zwr(10)
!else
!continue
!end if
zwr(13)=- (kf*hmax)/zwr(10)
!write(*,*) "4,34"
!write(*,*) zwr(13)+zwr(9),i,j,l
!write(*,*) kf
ex2=exp(zwr(13)+zwr(9))

!lineare approximation der gamma, für winkel zwischen den bekannten, zuvor verwendeten
do while(tht .gt. 180)
write(*,*) "tht>180: ",tht
tht=tht-180
end do
m=1
do while(tht .gt. ph(m) .and. m .lt. 29)
m=m+1
end do
!write(*,*) "4.35"
!wenn tht kleiner als der erste winkel der berechnete gamma (12°) ist, dann
!wird der anstieg zwischen erstem und zweitem punkt genommen,
!statt nulltem und ersten, wies richtig wär
if (m .ne. 1) then
anst=(gam(1,m)-gam(1,m-1))/(ph(m)-ph(m-1))
gmp=gam(1,m-1)+anst*(tht-ph(m-1))
else
anst=(gam(1,2)-gam(1,1))/(ph(2)-ph(1))
gmp=gam(1,1)-anst*ph(1)+anst*tht
end if
!write(*,*) "4,4"
!hier die berechnung von dsdiffus:
zwr(14)=sin(thtxb(i))
zwr(15)=ex*zwr(12)-ex2*zwr(12)
dsdiff(1)=gmp*stoa(1)*zwr(10)*zwr(14)*zwr(15)*dthtxb*dphixb
sdiff(1)=sdiff(1)+dsdiff(1)
if(sdiff(1) .gt. 10.0) then
write (*,*) "!!!",sdiff(1),i,j,l
else
continue
end if
!write(*,*) "4,5"
end do
end do
end do

write(8,'(9f11.9,a1),3f10.4)') sdiff(1)+stoa(1)*exp(-sigext(1)*7800/cos(mwzenb)), " ",&
sdiff(2)+stoa(2)*exp(-sigext(2)*7800/cos(mwzenb)), " ",sdiff(3)+stoa(3)*exp(-sigext(3)*7800/cos(mwzenb)), " ",&
sdiff(1)," ",sdiff(2)," ",sdiff(3)," ",stoa(1)*exp(-sigext(1)*7800/cos(mwzenb)), " ",&
stoa(2)*exp(-sigext(2)*7800/cos(mwzenb)), " ",stoa(3)*exp(-sigext(3)*7800/cos(mwzenb)), " ",nday,hour,sza

```

```

write(9,'(3(f11.9,a1))') sdiff(1)/(stoa(1)*exp(-sigext(1)*7800/cos(mwzenb))), " ",&
sdiff(2)/(stoa(2)*exp(-sigext(2)*7800/cos(mwzenb))), " ",sdiff(3)/(stoa(3)*exp(-sigext(3)*7800/cos(mwzenb))), " "

else
continue
end if
write(*,*) p,o
end do
end do
close(8)
close(9)
! end do
write(*,*) sdiff
write(*,*) "5.5"

write(*,*) "6"

!write(*,*) sigext
!write(*,*) ex

!write(*,*) abs
!write(*,*) tht
open(6,file="sdiff2.txt",status="unknown")
do i=1,3
write(6,'(a6,i1,a2,f22.8)') "sdiff(",i,"=",sdiff(i)
write(6,'(a6,i1,a7,i1,a2,f22.8)') "sdiff(",i,")/s(",i,"=",sdiff(i)/(stoa(i)*exp(-sigext(i)*7800/cos(mwzenb)))
end do
close(6)
write(*,*) "lam1,2,3= ", lam
20 continue

end program diffuses_streulicht

```

Die Ergebnisse des diffusen und direkten Lichts sind in der Datei tag_licht_tabelle.txt von vorherigem Programm geschrieben. Diese Daten werden von folgendem Programm verwendet, um die Biomasse zu berechnen, die in die Datei biomasse_neu.txt geschrieben wird.

```

program quantenausbeute

implicit none

integer i,j,k,l,m,n,o,p,il,datrow,stdzahl(365)
real smdffdr(3),sdiff(3),sdirekt(3),nday,hour,szan,gessdiff(3,365),gessdirekt(3,365),&
geslicht(3,365),diffdir(3,20000),diff(3,20000),dir(3,20000),day(20000),hr(20000),sza(20000),szab(20000),&
tagesdiffdir(3,365),tagesdiff(3,365),tagesdir(3,365),tagesnr(365),zwr(50),anst(4,20000),&
dd(31,20000),wll(31),dd10(31,20000),stddd(31,20000),tglcht(31,365),&
stdqnt(31,20000),tgqnt(31,365),h,v(31),c,qntwrk(31),co2(31,365),gesco2(365),abso(31),&
co2jahr,mbru(214),mbio(215),mresp(214),assco2mol(365),tagdd(31,365),gesdd(365),bfi(20000),&
kb(20000),schaf1(20000),stdco2(31,20000),stdm(31,20000),stdml(20000),rd,pi
character*200 rdhlp,hlp,hlp2,hlp3

pi=acos(-1.0)
rd=pi/180.0

! smdffdr: aus liste, diff+direkt
! sdirekt,sdiffus: aus liste
!
! qntwrk=wriksamkeit der photosynthese,angegeben als verwendetes co2 pro absorbiertes photon
!q.a.b.
qntwrk(1)=0.05023
qntwrk(2)=0.05394
qntwrk(3)=0.05602
qntwrk(4)=0.05741
qntwrk(5)=0.05694
qntwrk(6)=0.05486
qntwrk(7)=0.05231
qntwrk(8)=0.05023
qntwrk(9)=0.05023
qntwrk(10)=0.05046
qntwrk(11)=0.05139
qntwrk(12)=0.05324
qntwrk(13)=0.05579
qntwrk(14)=0.05833
qntwrk(15)=0.06134
qntwrk(16)=0.06481
qntwrk(17)=0.06759
qntwrk(18)=0.06991
qntwrk(19)=0.07153
qntwrk(20)=0.07292
qntwrk(21)=0.07407
qntwrk(22)=0.07477
qntwrk(23)=0.07477
qntwrk(24)=0.07338
qntwrk(25)=0.07083
qntwrk(26)=0.06968
qntwrk(27)=0.06921
qntwrk(28)=0.06898
qntwrk(29)=0.06250
qntwrk(30)=0.05000
qntwrk(31)=0.03287

!absorption
!ab.
abso(1)=0.973

```

```

abso(2)=0.961
abso(3)=0.957
abso(4)=0.957
abso(5)=0.952
abso(6)=0.950
abso(7)=0.943
abso(8)=0.939
abso(9)=0.937
abso(10)=0.932
abso(11)=0.909
abso(12)=0.862
abso(13)=0.807
abso(14)=0.710
abso(15)=0.651
abso(16)=0.637
abso(17)=0.639
abso(18)=0.664
abso(19)=0.753
abso(20)=0.771
abso(21)=0.780
abso(22)=0.789
abso(23)=0.810
abso(24)=0.834
abso(25)=0.853
abso(26)=0.880
abso(27)=0.905
abso(28)=0.923
abso(29)=0.927
abso(30)=0.839
abso(31)=0.726

```

```

open(1,file="tag_licht_tebelle.txt",status="unknown")

```

```

read(1,'(a200)') rdhlp
write(*,*) rdhlp
do i=1,20000

```

```

read(1,'(a200)',end=10) rdhlp
write(*,*) rdhlp
read(rdhlp,'(t1,f11.9,t13,f11.9,t25,f11.9,t37,f11.9,t49,f11.9,t61,f11.9,t73,&
f11.9,t85,f11.9,t97,f11.9)') smdffdr(1), smdffdr(2), smdffdr(3),&
sdiff(1),sdiff(2),sdiff(3),sdirekt(1),sdirekt(2),sdirekt(3)
!sdf1+sdir1 sdf2+sdir2 sdf3+sdir3 sdiff(1) sdiff(2) sdiff(3) sdirekt(1) sdirekt(2) sdirekt(3) nday
!write(*,*) smdffdr,sdiff,sdirekt
read(rdhlp,'(t109,a50)') hlp
!write(*,*) hlp
call utlspc(hlp,il)
!write(*,*) il
read(hlp,'(t<10-il>,f<il>.4)') nday
!write(*,*) nday
read(hlp,'(t12,a20)') hlp2
call utlspc(hlp2,il)
read(hlp2,'(t<9-il>,f<il>.4)') hour
!write(*,*) hour
read(hlp2,'(t12,a20)') hlp3
call utlspc(hlp3,il)
read(hlp3,'(t<9-il>,f<il>.4)') szan
!write(*,*) szan

!go to 99

```

```

write(*,*) smdffdr,sdiff,sdirekt,nday,hour
do j=1,3
  diffdir(j,i)=smdffdr(j)
  diff(j,i)=sdiff(j)
  dir(j,i)=sdirekt(j)
  day(i)=nday
  hr(i)=hour
  sza(i)=szan
end do
end do
10 continue
datrow=i-1
close(1)

do i=1,datrow
  szab(i)=sza(i)*rd
  kb(i)=1.0/(2.0*sin((pi/2)-szab(i)))
end do

!do i=1,30
!write(*,*) day(i),hr(i),sza(i)
!end do
!go to 99

! do i=4395,4406
!write(*,*) diffdir(1:3,i),diff(1:3,i),dir(1:3,i),day(i),hr(i)
! end do
write(*,*) datrow

!do i=1,datrow+1
!write(*,*) day(i)
!end do
!go to 99

do i=1,31
  wll(i)=(400.0+(i-1.0)*10.0)*10.0**(-9)
  write(*,*) "wll(i)=",wll(i),"i=",i
end do

!lineare annäherung: bei <300nm kein licht
do i=1,datrow
  do j=1,3
    if(j.eq.2)then
      anst(1,i)=diffdir(j,i)/(140.0*10.0**(-9.0))
    else
      continue
    end if
    if(j.eq.1)then
      anst(2,i)=(diffdir(j,i)-diffdir(j+1,i))/(60.0*10.0**(-9.0))
    else
      continue
    end if
    if(j.eq.3)then
      anst(3,i)=(diffdir(j,i)-diffdir(j-2,i))/(170.0*10.0**(-9.0))
      anst(4,i)=anst(3,i)
    else
      continue
    end if
  end do
end do

! go to 99

```

```

!dd=watt pro quadratmeter und nm wellenlänge
do i=1,datrow
do j=1,31
if(j.lt.5)then
dd(j,i)=0+(10.0*10.0**(-9.0))*(j-1+10)*anst(1,i)
else
continue
end if
if(j.ge.5.and.j.lt.11)then
dd(j,i)=diffdir(2,i)+(10.0*10.0**(-9.0))*(j-5)*anst(2,i)
else
continue
end if
if(j.ge.11.and.j.lt.28)then
dd(j,i)=diffdir(1,i)+(10.0*10.0**(-9.0))*(j-11)*anst(3,i)
else
continue
end if
if(j.ge.28.and.j.le.31)then
dd(j,i)=diffdir(3,i)+(10.0*10.0**(-9.0))*(j-28)*anst(3,i)
else
continue
end if
end do
end do
!dd10=watt pro quadratmeter für intervall von 10 nm wellenlänge

do i=1,datrow
do j=1,31
dd10(j,i)=dd(j,i)*10.0
end do
end do

!stddd=joule pro qadratmeter für jeweiliges wellenlängenintervall und stunde
do i=1,datrow
do j=1,31
stddd(j,i)=dd10(j,i)*3600.0
end do
end do
!tagdd=diffuses und direktes licht eines tages, in
!watt pro quadratmeter für,alle wellenlängen und alle stunden eines tages, für alle tage
stdzahl=0
k=1
do i=1,datrow
!write(*,*) i,j,k,day(i)
if(day(i) .eq. day(i+1))then
stdzahl(k)=stdzahl(k)+1
do j=1,31
tagdd(j,k)=tagdd(j,k)+stddd(j,i)
! tagesnr(k)=k
end do
else
stdzahl(k)=stdzahl(k)+1
do j=1,31
tagdd(j,k)=tagdd(j,k)+stddd(j,i)
! tagesnr(k)=k
end do
k=k+1
end if
end do
!write(*,*) tagdd(1:31,1)
!write(*,*) tagdd(1:31,180)

```

```

!write(*,*) tagdd(1:31,360)
!gesamtes Licht innerhalb eines tages in watt pro quadratmeter
do i=1,365
do j=1,31
gesdd(i)=gesdd(i)+tagdd(j,i)
end do
end do
!write(*,*) gesdd !/(6.6E-34*(299792458/(550E-09)))
!go to 99
!stdqnt=zahl der photonen (einfallend) für jeweilige stunde und wellenlänge auf 1m^2
h=6.62606896*10.0**(-34.0)
c=299792458
do i=1,31
v(i)=c/wll(i)
!write(*,*) v(i)
end do
do i=1,datrow
do j=1,31
stdqnt(j,i)=stddd(j,i)/(h*v(j))
end do
end do
!write(*,*) stdqnt(1:43,2200)
!tgqnt=photonen pro quadratmeter für,alle wellenlängen und alle stunden eines tages, für alle tage
!blattflächenindex hier eingefügt
k=60
do i=1,datrow
!write(*,*) i,j,k,day(i)
! if (k .eq. 60)then
if(day(i) .eq. day(i+1))then
if (k .eq. 60)then
do j=1,31
bfi(i)=0.1*5.0
schaf1(i)=(1-(exp(-kb(i)*bfi(i))))/kb(i)
write(*,*) "schaf1(i)",schaf1(i),i
stdqnt(j,i)=stdqnt(j,i)*schaf1(i)
stdco2(j,i)=stdqnt(j,i)*qntwrk(j)
stdm(j,i)=stdco2(j,i)*(0.02991/6.022141E23)
stdml(i)=stdml(i)+stdm(j,i)
end do
mbru(k-59)=mbru(k-59)+stdml(i)
else
continue
end if
if (k .gt. 60 .and. k .le. 273)then
do j=1,31
bfi(i)=mbio(k-59-1)*5.0
schaf1(i)=(1-(exp(-kb(i)*bfi(i))))/kb(i)
write(*,*) "schaf1(i)",schaf1(i),i
stdqnt(j,i)=stdqnt(j,i)*schaf1(i)
stdco2(j,i)=stdqnt(j,i)*qntwrk(j)
stdm(j,i)=stdco2(j,i)*(0.02991/6.022141E23)
stdml(i)=stdml(i)+stdm(j,i)
end do
mbru(k-59)=mbru(k-59)+stdml(i)
else
continue
end if
else
if (k .eq. 60)then
do j=1,31
bfi(i)=0.1*5.0
schaf1(i)=(1-(exp(-kb(i)*bfi(i))))/kb(i)

```

```

write(*,*) "schafl(i)",schafl(i),i
stdqnt(j,i)=stdqnt(j,i)*schafl(i)
stdco2(j,i)=stdqnt(j,i)*qntwrk(j)
stdm(j,i)=stdco2(j,i)*(0.02991/6.022141E23)
stdml(i)=stdml(i)+stdm(j,i)
end do
mbru(k-59)=mbru(k-59)+stdml(i)

mbio(k-59)=0.75*mbru(k-59)+0.985*0.1
else
continue
end if
if (k .gt. 60 .and. k .le. 273)then
do j=1,31
bfi(i)=mbio(k-59-1)*5.0
schafl(i)=(1-(exp(-kb(i)*bfi(i))))/kb(i)
write(*,*) "schafl(i)",schafl(i),i
stdqnt(j,i)=stdqnt(j,i)*schafl(i)
stdco2(j,i)=stdqnt(j,i)*qntwrk(j)
stdm(j,i)=stdco2(j,i)*(0.02991/6.022141E23)
stdml(i)=stdml(i)+stdm(j,i)
end do
mbru(k-59)=mbru(k-59)+stdml(i)

mbio(k-59)=0.75*mbru(k-59)+0.985*mbio(k-59-1)
else
continue
end if
k=k+1
end if
end do
!write(*,*) tgqnt(1:43,1)
!write(*,*) tgqnt(1:43,180)
!write(*,*) tgqnt(1:43,360)

open(91,file="schattenflaeche.txt",status="unknown")
do i=1,datrow
write(91,*) schaf1(i)
end do
close(91)

open(99,file="biomasse_neu.txt",status="unknown")
do i=1,214
write(99,*) mbio(i),mbru(i)
end do
close(99)
write(*,*) pi
go to 99

!co2 = quanten pro quadratmeter * quantenwirksamkeit * absorption =
!=anzahl der "verwendeten" co2 pro quadratmeter, für jeden tag und alle wellenlängen
do i=1,365
do j=1,31
co2(j,i)=tgqnt(j,i)*qntwrk(j)!*abso(j)
end do
end do

!gesco2=gesamtes co2 für einen tag, (co2 über alle wellenlängen integriert)
do i=1,365
do j=1,31
gesco2(i)=gesco2(i)+co2(j,i)

```

```

end do
end do
!write(*,*) gesco2

!umrechnung von assimilierten co2-molekülen zu mol
do i=1,365
assco2mol(i)=gesco2(i)/6.022141E23
end do
!write(*,*) assco2mol
!go to 99

!umrechnung von mol zu masse
!1mol co2bildet 1mol ch2o, das 29,91g/mol hat
!mbru ist der brutto-massezugewinn der photosynthese für vegetationsperiode 1.3. bis 1.10.
do i=1,214
mbru(i)=assco2mol(i+59)*0.02991
end do
!write(*,*) mbru
!go to 99

!berechnung der wachsenden biomasse pro m^2
!beginn am 1.märz mit 100g/m^2
mbio(1)=0.75*mbru(1)+0.985*0.1
do i=2,214
mbio(i)=0.75*mbru(i)+0.985*mbio(i-1)
end do
write(*,*) mbio
do i=1,213
write(*,*) mbio(i+1)-mbio(i)
end do

!archivierung der ergebnisse
open(4,file="ergebnisse.txt",status="unknown")
write(4,'(a46)') "tag,bruttozuwachs, nettozuwachs, momentanmasse"
write(4,100) 1,";",mbru(1),"",mbio(1)-0.1,"",mbio(1)
100 format(i3,3(a1,f6.4))
do i=2,214
write(4,100) i,";",mbru(i),"",mbio(i)-mbio(i-1),"",mbio(i)
end do
write(4,'(a50)') "*****"
write(4,'(a84)') "tag, anzahl der stunden, joule pro m^2 fuer 440nm, j/m^2 fuer500nm, j/m^2 fuer 670nm"
do i=1,214
write(4,110) i,";",stdzahl(i+59),"",tagdd(5,i+59),"",tagdd(11,i+59),"",tagdd(28,i+59)
110 format(i3,a1,i2,3(a1,f11.2))
end do
close(4)
go to 99

write(*,*) gesco2(1:10)
write(*,*) "*****"
write(*,*) gesco2(100:110)
write(*,*) "*****"
write(*,*) gesco2(200:210)
open(3,file="archiv.txt",status="unknown")
write(3,*) "dd="
do i=1,datrow
!do j=1,43
write(3,*) dd(1:31,i)
!end do
end do
write(3,*) "*****"

```

```

write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "stddd="
do i=1,datrow
!do j=1,43
write(3,*) stddd(1:31,i)
!end do
end do
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "stdqnt="
do i=1,datrow
!do j=1,43
write(3,*) stdqnt(1:31,i)
!end do
end do
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "tgqnt="
do i=1,365
!do j=1,43
write(3,*) tgqnt(1:31,i)
!end do
end do
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "co2="
do i=1,365
!do j=1,43
write(3,*) co2(1:31,i)
!end do
end do
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "gesco2="
do i=1,365
write(3,*) gesco2(i)
end do
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
write(3,*) "*****"
close(3)

do i=90,270
co2jahr=co2jahr+gesco2(i)
end do
write(*,*) co2jahr

!!tglcht=joule pro quadratmeter für alle stunden,alle wellenlängen
! k=1
! do i=1,datrow
!!write(*,*) i,j,k,day(i)
! if(day(i) .eq. day(i+1))then
! do j=1,43
! tglcht(j,k)=tglcht(j,k)+stddd(j,i)
! tagesnr(k)=k
! end do
! else

```

```

! do j=1,43
! tglcht(j,k)=tglcht(j,k)+stddd(j,i)
! tagesnr(k)=k
! end do
! k=k+1
! end if
! end do
!write(*,*) wll(1:38)
!write(*,*) dd(1:38,1)
!write(*,*) "*****"
!write(*,*) dd(1:38,2)
!write(*,*) "*****"
!write(*,*) dd(15,1)/diffdir(2,1),dd(21,1)/diffdir(1,1),dd(38,1)/diffdir(3,1)
!write(*,*) dd(15,4405)/diffdir(2,4405),dd(21,4405)/diffdir(1,4405),dd(38,4405)/diffdir(3,4405)
!open(1,file="interpolationsqualitaet.txt",status="unknown")
!do i=1,43
!write(1,'(f12.6,a1,f12.6)') wll(i)*10.0**6,";",dd(i,1)
!end do
!write(1,'(3f12.6)') diffdir(2,1),diffdir(1,1),diffdir(3,1)
!close (1)

```

```

! k=1
! do i=1,datrow
!write(*,*) i,j,k,day(i)
! if(day(i) .eq. day(i+1))then
! do j=1,3
! tagesdiffdir(j,k)=tagesdiffdir(j,k)+diffdir(j,i)
! tagesdiff(j,k)=tagesdiff(j,k)+diff(j,i)
! tagesdir(j,k)=tagesdir(j,k)+dir(j,i)
! tagesnr(k)=k
! end do
! else
! do j=1,3
! tagesdiffdir(j,k)=tagesdiffdir(j,k)+diffdir(j,i)
! tagesdiff(j,k)=tagesdiff(j,k)+diff(j,i)
! tagesdir(j,k)=tagesdir(j,k)+dir(j,i)
! tagesnr(k)=k
! end do
! k=k+1
! end if
! end do
!
! do i=1,10
!write(*,*) tagesdiffdir(1:3,i),tagesdiff(1:3,i),tagesdir(1:3,i),tagesnr(i)
! end do
!write(*,*) "*****"
! do i=180,185
!write(*,*) tagesdiffdir(1:3,i),tagesdiff(1:3,i),tagesdir(1:3,i),tagesnr(i)
! end do
!write(*,*) "*****"
! do i=355,365
!write(*,*) tagesdiffdir(1:3,i),tagesdiff(1:3,i),tagesdir(1:3,i),tagesnr(i)
! end do

```

```

99 continue
end program quantenausbeute
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

```

```

        SUBROUTINE UTLSPC(A,IL)
!
!   Get first string delimited by space
!
! --- History
!   2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
! A      C      string(maximum length of A = 256)
!
! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
! IL      I      length of non-space part in string A
! -----
        CHARACTER A*(*),B*256
!
        NL=LEN(A)
        IF (NL.GT.256) NL=256
        N=0
        IL=0
        DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
            N=N+1
            IF (A(N:N).NE.' ') THEN
                IL=IL+1
                B(IL:IL)=A(N:N)
            ELSE
                IL=-IL
            ENDIF
        ENDDO
        IL=ABS(IL)
!       IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
        RETURN
        END

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

        SUBROUTINE UTLCOM(A,IL)
!
!   Get first string delimited by COMMA
!
! --- History
!   2000.11.22 Created by M.Yamano
!
! --- Input
! A      C      string(maximum length of A = 256)
!
! --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
! IL      I      length of non-space part in string A
! -----
        CHARACTER A*(*),B*256
!
        NL=LEN(A)
        IF (NL.GT.256) NL=256
        N=0
        IL=0
        DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
            N=N+1
            IF (A(N:N).NE.',') THEN
                IL=IL+1
                B(IL:IL)=A(N:N)
            ELSE
                IL=-IL
            ENDIF
        ENDDO
        IL=ABS(IL)
!       IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
        RETURN
        END

```

```

        ELSE
            IL=-IL
        ENDIF
    ENDDO
    IL=ABS(IL)
!     IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
    RETURN
END

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

        SUBROUTINE UTLDOT(A,IL)
!
!   Get first string delimited by COMMA
!
!   --- History
!     2000.11.22 Created by M.Yamano
!
!   --- Input
!   A      C      string(maximum length of A = 256)
!
!   --- Output
!!!! A      C      (non-space part + spaces) string
!   IL     I      length of non-space part in string A
! -----
        CHARACTER A*(*),B*256
!
        NL=LEN(A)
        IF (NL.GT.256) NL=256
        N=0
        IL=0
        DO WHILE((N.LT.NL).AND.(IL.GE.0))
            N=N+1
            IF (A(N:N).NE.' ') THEN
                IL=IL+1
                B(IL:IL)=A(N:N)
            ELSE
                IL=-IL
            ENDIF
        ENDDO
        IL=ABS(IL)
!     IF (IL.GT.0) A=B(1:IL)
    RETURN
END

```

10.6 Zusammenfassung

Mit einem CIMEL-Sonnenphotometer wurden Meßdaten für direktes und diffuses Sonnenlicht gewonnen, zu deren Auswertung der Autor eigens ein Programm in der Programmiersprache Fortran geschrieben hat. Dieses Programm vergleicht die Meßdaten für diffuses Licht mit jenen Größen, die laut Mie-Theorie für Streulicht zu erwarten wären. Für diesen Vergleich werden mehrere Aerosole mit unterschiedlichen Größenverteilungen herangezogen und jenes für weitere Berechnungen gewählt, deren berechnete Streuung am Besten mit den Meßdaten übereinstimmt.

Die Kenntnis über das direkte und diffuse Sonnenlicht ist verwendet worden, um die Menge der durch die Photosynthese erzeugten Biomasse während einer Vegetationsperiode zu bestimmen, in der Einheit Masse des gebildeten Zuckers pro Fläche. Hierzu wird die Quantenausbeute herangezogen, das ist ein auf empirischem Weg gefundener Zusammenhang zwischen Photonenflußdichte und mittels der Energie dieser Photonen assimilierten ("in pflanzliches Material umgewandeltes") CO_2 -Moleküle. Die Menge der assimilierten CO_2 -Moleküle wird dazu verwendet, um die Menge der daraus gebildeten Zuckerbausteine CH_2O zu berechnen. Die Gesamtmasse der gebildeten CH_2O Moleküle wird als Biomasse bezeichnet.

Nachdem die Berechnungen der Biomasseproduktion für die zum Zeitpunkt der Messung mittels CIMEL-Sonnenphotometer bestehenden Atmosphäre durchgeführt worden sind, sind die Berechnungen für hypothetische Atmosphären wiederholt worden, um die Abhängigkeit der Biomasseproduktion von den optischen Eigenschaften des atmosphärischen Aerosols zu untersuchen. Die Variation wurde mit Veränderung der Größenverteilung (Effekt: verändertes Streuverhalten des Aerosols) und der Veränderung des Imaginärteils des Brechungsindex (Effekt: verändertes Absorptionsverhalten) verwirklicht.

Dabei hat sich gezeigt, daß die Biomasseproduktion kaum von der Absorption abhängt, jedoch deutlich von der Streuung.

Literaturverzeichnis

- [1] Earl J. McCartney, *Optics of the atmosphere*, Wiley, Kapitel 5 & 6
- [2] William C. Hinds, *Aerosol Technology*, Wiley Interscience, Kapitel 4
- [3] Muhammad Iqbal, *An Introduction To Solar Radiation*, Academic Press, kapitel 1
- [4] Arthur C. Giese, Olle Björkman, *Photophysiology - Comparative Studies On Photosynthesis In Higher Plants*, Academic Press, Kapitel 1
- [5] Eike Libbert, *Lehrbuch der Pflanzenphysiologie*, Gustav Fischer
- [6] Schopfer, Brennicke, *Pflanzenphysiologie*, Springer, Kapitel 13
- [7] Gaylon S. Campbell, *An Introduction To Environmental Biophysics*, Heidelberg Science Library, Kapitel 9 & 10
- [8] Seinfeld & Pandis, *Atmospheric Chemistry And Physics*, Wiley Interscience, Kapitel 4 & 15
- [9] Neil Campbell, *Biologie*, Springer, Kapitel 10
- [10] Strasburger, *Lehrbuch der Botanik(?)*, Spektrum Akademischer Verlag
- [11] K. J. McCree, *The Action Spectrum, Absorptance And Quantum Yield Of Photosynthesis in Crop Plants*, Agricultural Meteorology, Elsevier
- [12] Landolt-Börnstein Volume 4, Subvolume , *Meteorology - Physical and Chemical Properties of the Air*, Springer-Verlag, Kapitel 6

- [13] Daniel D. McCracken, *Computerpraxis mit FORTRAN 77 in Naturwissenschaft und Technik*, Hanser

Alle Bilder, mit folgenden Ausnahmen, sind vom Autor erstellt:
Abbildung 5.1 ist der Homepage von CIMEL entnommen (Adresse lautet http://cimel.fr/photo/sunph_us.htm, Stand vom 30.März 2011).
Die Abbildungen des 7. Kapitels, Über die Photosynthese, sind aus [9].

Ich habe mich bemüht, die Inhaber der Bildrechte ausfindig zu machen und ihre Zustimmung zur Verwendung der Bilder in dieser Arbeit einzuholen. Sollte dennoch eine Urheberrechtsverletzung bekannt werden, ersuche ich um Meldung bei mir.

Über den Autor

Odin Kubart ist im Jahr 1982 in Wien geboren und ebenda aufgewachsen. Nach dem Abschluß einer Allgemeinbildenden Höheren Schule hat er das Studium der Physik an der Universität Wien begonnen, in dessen Verlauf sich ein Interesse für umweltrelevante Themen herauskristallisiert hat und zu dessen Abschluß diese Arbeit dient. (Kontakt via email: odin.kubart@gmx.at)

Danksagung

Ich möchte abschließend meine Dankbarkeit gegenüber meiner Familie und meinen Freunden für deren vielfältige Unterstützung erwähnen.

Im Zuge meines Studiums bin ich vielen Leuten begegnet, denen ich ebenfalls dankbar bin. Der Versuch sie alle namentlich zu nennen, würde in seitenlangen Namenslisten ausarten, daher werde ich mich nur allgemein bei den Mitarbeitern der Fakultät für Physik bedanken, unter denen es viele gibt, die ihre Arbeit mit Herzblut erledigen, was im Resultat zu erkennen ist. Dankbar bin ich auch gegenüber zahlreichen Studienkollegen, ohne die der Weg durchs Studium dünkler gewesen wäre.

Für das Entstehen dieser Arbeit bin ich Prof.Helmuth Horvath zu großem Dank verpflichtet; die Gespräche waren richtungsweisend und sehr wertvoll.