

Ausbildungsseminar Klima und Wetter im
WS 09/10

*Druck und Temperaturschichtung
in der Atmosphäre*

von MIRKO RIBOW

(gehalten am 30.10.09)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Hydrostatische Gleichgewicht	3
2.1	Das Geopotential	3
2.2	Die barometrische Höhenformel	4
3	Die reale Atmosphäre	7
3.1	Die Troposphäre	7
3.2	Die Tropopause	8
3.3	Die Stratosphäre	8
3.4	Die hohe Atmosphäre	9
3.5	Alternative Gliederung der Atmosphäre	10
3.5.1	Die Neutro- und die Ionosphäre	10
3.5.2	Die Homo- und die Heterosphäre	10
4	Die Standardatmosphäre	11
5	Literatur	12

1 Einleitung

Durch die Wechselwirkung der Sonnenstrahlung mit dem System Erde-Atmosphäre bauen sich notwendigerweise großräumige horizontale Bewegungssysteme auf. Einer der effektivsten Ausgleichsmechanismen wird durch die Wirkung der Schwerkraft geliefert. Sie ist bestrebt die Massen von Atmosphäre und Ozeanen stets in den Zustand des *hydrostatischen Gleichgewichts* zu überführen, d.h. diese horizontal so anzuordnen, daß die physikalischen Eigenschaften keine horizontalen Unterschiede mehr aufweisen. Dieser Ausgleichseffekt ist so stark, daß er nur wenig mehr als einer einzigen Woche bedarf, bis nach „Abstellung“ der Sonnenstrahlung infolge von Reibung und Wirkung der Schwerkraft jegliche Bewegung in der Atmosphäre erloschen ist und der hydrostatischen Gleichgewichtszustand erreicht ist.

Aber auch bei bewegter Atmosphäre zwingt die Schwerkraft die Massen der Atmosphäre stets sehr in die Nähe dieses *hydrostatischen Gleichgewichts*. Man kann dies fast täglich beobachten. Zum Beispiel sieht man im Sommer die Untergrenzen der Schönwetterwolken meist als glatte, in gleicher Höhe liegende horizontale Flächen, und bei Flügen über ausgedehnte Schlechtwetterschichtbewölkung wundert man sich stets über die vollkommen glatte horizontale Oberfläche der Wolkendecke.

Man kann deshalb sagen, dass sich alle kleinräumigen horizontalen Unterschiede in der Atmosphäre letzten Endes infolge des stets gut erfüllten hydrostatischen Gleichgewichts rasch mit der Höhe ausgleichen, so dass man bis in die oberen Schichten der Atmosphäre hinauf von einem quasihorizontalen Schichtenaufbau derselben sprechen kann.

2 Hydrostatische Gleichgewicht

In der Meteorologie schlägt sich das Erfülltsein des hydrostatischen Gleichgewichts in der Aussage nieder, dass man unter (fast) allen auftretenden Bedingungen in der Lage ist, den auf irgendeine horizontale Fläche wirkenden Luftdruck aus dem Gewicht der oberhalb dieser Fläche befindlichen Luftsäule zu berechnen. Man kann sich die vertikale Druckabnahme mit der Höhe aus der *hydrostatischen Gleichung* ausrechnen.

$$dp = -g\rho dz \quad (1)$$

Sowohl die Schwerebeschleunigung wie die Luftdichte sind Funktionen von z . Die Integration dieser Differentialgleichung führt auf die barometrische Höhenformel, die den Zusammenhang der thermodynamischen Variablen in der Atmosphäre liefert.

Einschub: Die hydrostatische Gleichung ergibt sich aus der vereinfachten Navier-Stokes Gleichung (siehe Bastis Vortrag, Gleichung 2.13) $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{1}{\rho}\mu\nabla^2\vec{v}$. Im Gleichgewicht ist die resultierende Beschleunigung und der Reibungsterm null. Die Kraft $\vec{f} = -\vec{g}$. Somit bleibt stehen: $0 = -\vec{g} - \frac{1}{\rho}\nabla p$. Da die Schwerkraft nur eine vertikale Komponente besitzt ist dies äquivalent zu (1)

2.1 Das Geopotential

Die Schwerebeschleunigung ist empirisch gegeben durch

$$g(\varphi, z) = 980.616(1 - 0.0026373\cos(2\varphi) - 0.0000059\cos^2(2\varphi)(1 - \pi 10^{-7}z)) \quad (2)$$

Im Meeresniveau beträgt g am Äquator 9.780 , am Pol 9.832ms^{-2} , in 30km Höhe 9.689 bzw. 9.740ms^{-2} . Die Unterschiede rühren von der Zentrifugalbeschleunigung der Erddrehung her. Da die Zentrifugalkraft wie auch die Gravitationskraft ein Potential besitzt, ist es möglich auch für die Schwerkraft eines zu definieren. Wir schreiben die Schwerkraft pro Masseneinheit in der Form

$$g(\varphi, z)dz = -d\phi \quad (3)$$

und somit ist

$$\phi - \phi_0 = -\int_0^z g(\varphi, z)dz. \quad (4)$$

ϕ ist dann die Arbeit, die gegen die Schwerebeschleunigung geleistet werden muss, um die Masseneinheit um die Höhe z zu heben. ϕ ist das Potential der Schwerebeschleunigung oder das *Geopotential*. Die Schwerkraft steht normal auf die Flächen $\phi = \text{const}$. Bezogen auf das mittlere Meeresniveau steht sie definitionsgemäß auch senkrecht zur mittleren Meeresoberfläche. Der Wert des Geopotentials wird auf dieser Fläche mit null festgelegt. Man bezeichnet sie im Sprachgebrauch als Normal-Null.

An den Polen verschwindet jedoch die Zentrifugalkraft, am Äquator ist sie genau entgegengesetzt der Gravitationskraft gerichtet. Daher erfahren die Flächen konstanten Geopotentials an den Polen eine etwas stärkere Drängung als am Äquator und verlaufen somit nicht parallel zur Erdoberfläche. Die Richtung der Schwerebeschleunigung weicht somit im allgemeinen mit zunehmender Höhe von der senkrechten Richtung zur mittleren Meeresoberfläche (lokaler Zenit) etwas ab.

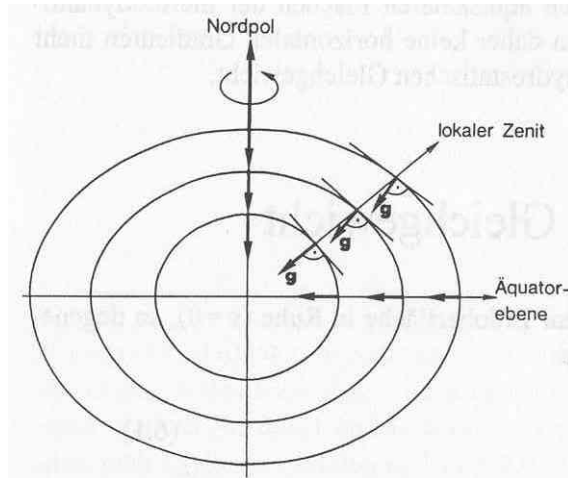


Abbildung 1: Darstellung der Abplattung der Geopotentialflächen

Um für das Geopotential eine anschauliche Einheit zu finden, wählt man den 9.8ten Teil von ϕ (in $\frac{m^2}{s^2}$ angegeben) und bezeichnet diesen als *geopotentielles Meter*, gpm. Mit der allgemeinen Bezeichnung $g_n = 9.8ms^{-2}$ und mit der konventionellen Regel, in gpm angegebene Geopotentiale mit dem Buchstaben h zu schreiben, hat man dann

$$g(\varphi, z)dz = g_n dh. \quad (5)$$

Flächen gleicher Höhe sind also solche, die von der Normal-Null gleichen geometrischen Abstand z haben, Flächen gleichen Geopotentials haben dagegen gleichen Abstand h .

Würde man die Druckverteilung in der Höhe entlang einer Fläche gleicher Höhe z darstellen, dann würden Druckdifferenzen auftreten, die jedoch keinerlei Wirkung haben, weil die Druckunterschiede entlang der Geopotentialfläche $h = const.$ maßgebend sind. Dies ist der Hauptgrund für die Verwendung des Geopotentials als vertikale Koordinate.

2.2 Die barometrische Höhenformel

1. Setzt man als einfachsten Fall in der hydrostatischen Gleichung $dp = -\rho g_n dh$ konstante Dichte $\rho = \rho_0 = const.$, so ist

$$\int_{p_0}^p dp = -g_n \rho_0 \int_{h_0}^h dh. \quad (6)$$

$$p - p_0 = -g_n \rho_0 (h - h_0) \quad (7)$$

Für $p = 0$ in $h = H_0$ und $h_0 = 0$ (Meeresniveau) folgt daher

$$p_0 = g_n \rho_0 H_0 \quad (8)$$

Mit der idealen Gasgleichung

$$p = \rho RT \quad (9)$$

ergibt sich

$$H_0 = \frac{RT_0}{g_n} \quad (10)$$

Für $T_0 = 273.16^\circ K$ ergibt sich somit eine Höhe der homogenen Atmosphäre von $H_0 = 8000.8\text{gpm}$. Dies wird als Höhe der *homogenen Atmosphäre* oder als *Scale-Height* bezeichnet. Die Vorstellung einer Atmosphäre mit konstanter Dichte ist etwas künstlich, aber als Rechengröße tritt H_0 in verschiedenen Formen der barometrischen Höhenformel auf.

Entsprechend (9) kann man jeder aktuellen Atmosphäre mit der entsprechenden Temperatur T_0 im Meeresniveau eine Maßstabhöhe einer fiktiven homogenen Atmosphäre zuordnen. Davon wird besonders in der *Scale-Analyse* Gebrauch gemacht. Bezieht sich die Temperatur T_0 nicht auf die Temperatur im Meeresniveau, sondern auf eine beliebige Temperatur, so spricht man von einer *lokalen* Maßstabhöhe.

$$H = \frac{RT}{g_n} \quad (11)$$

Differenziert man die ideale Gasgleichung für $\rho = \text{const}$ nach h , so folgt unter Verwendung von (7)

$$\frac{\partial p}{\partial h} = R\rho \frac{\partial T}{\partial h} = -g_n \rho \quad (12)$$

und der vertikale Temperaturgradient der homogenen Atmosphäre ist

$$\frac{\partial T}{\partial h} = -\frac{g_n}{R} = -3.414 \frac{K}{100\text{gpm}} \quad (13)$$

Diese Temperaturabnahme ist ca sechsmal größer als die in der Troposphäre tatsächlich beobachtete. Eine solche Schichtung in der Atmosphäre ist nicht stabil (siehe Vortrag *Vertikale Luftbewegung* von Johanna Kirschner).

2. Als nächstes betrachten wir die *isotherme* Atmosphäre, in der wir davon ausgehen, dass die Temperatur konstant bleibt. Im *hydrostatischen Gleichgewicht* gilt dann:

$$dp = -g_n \rho dh \quad (14)$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g_n}{RT} dh \quad (15)$$

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = -\frac{g_n}{RT} \int_{h_0}^h dh \quad (16)$$

$$\ln(p) - \ln(p_0) = -\frac{g_n}{RT}(h - h_0) \quad (17)$$

$$\frac{p}{p_0} = e^{-\frac{g_n}{RT}(h-h_0)} \quad (18)$$

Setzt man $h_0 = 0$ und $H = \frac{RT}{g_n}$, so ergibt sich

$$p = p_0 e^{-\frac{h}{H}} \quad (19)$$

In einer isothermen Atmosphäre nähert sich der Druck $p \rightarrow 0$ für $h \rightarrow \infty$. Sie besitzt also eine unendliche Höhe.

Aus (18) erschließt sich, dass in einer warmen Luftsäule der Druck langsam abnimmt, in einer kalten dagegen schnell. Ihre Bedeutung besitzt das Modell der isothermen Atmosphäre darin, dass man sie für Schichten begrenzter Mächtigkeit mit guter Genauigkeit anwenden kann, auch wenn $T = \text{const}$ nicht erfüllt ist.

3. Allgemein variiert die Temperatur mit der Höhe. Integration von (15) führt auf

$$\ln(p) - \ln(p_0) = -\frac{g_n}{R} \int_{h_0}^h \frac{dh}{T(h)} = -\frac{g_n \Delta h}{RT_m} \quad (20)$$

wobei T_m die *barometrische Mitteltemperatur* der Schicht $\Delta h = h - h_0$ darstellt und dem harmonischen Mittel von T über die Höhe Δh entspricht.

$$T_m = \frac{\Delta h}{\int_{h_0}^h \frac{dh}{T(h)}} \quad (21)$$

Dieses unterscheidet sich ein wenig vom arithmetischen Mittel, wobei dieser bei Druckhöhenberechnungen in der Atmosphäre vernachlässigt werden kann. Somit ist nach der barometrischen Höhenformel

$$p = p_0 e^{-\frac{g_n \Delta h}{RT_m}} \quad (22)$$

die Druckdifferenz bezogen auf die Schichtdicke Δh ausschließlich von der barometrischen Mitteltemperatur in dieser Schicht abhängig.

Bemerkung: Berücksichtigt man noch die Luftfeuchtigkeit, so muss man anstelle der Temperatur T die virtuelle Temperatur T_v einsetzen (siehe Vortrag *Vertikale Luftbewegung* von Johanna Kirschner).

In der Praxis betrachtet man immer nur begrenzt dicke Schichten und bestimmt die Mitteltemperatur graphisch nach Abb:

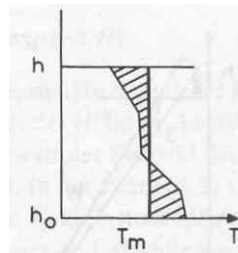


Abbildung 2: Berechnung der Mitteltemperatur T_m in einer Schicht $h - h_0$

4. Nimmt man nun eine lineare Temperaturänderung mit der Höhe innerhalb einer endlichen Schichtdicke in der Atmosphäre an

$$T = T_0 - \gamma h \quad (23)$$

so erhält man nach Integration von (15)

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{g_n}{R\gamma}} \quad (24)$$

Diese Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur in der Atmosphäre bei einem konstanten Temperaturgradient. Eine solche Atmosphäre nennt man *polytrop*.

Ein Spezialfall einer *polytropen* Atmosphäre ist die trockenadiabatisch geschichtete, in der bei adiabatischen Prozessen die potentielle Temperatur eines Luftpartikels konstant bleibt. (siehe Vortrag *Vertikale Luftbewegung* von Johanna Kirschner).

3 Die reale Atmosphäre

Der Stockwerkbau der Atmosphäre lässt sich nach verschiedenen Kriterien einteilen. Für die Meteorologie am gebräuchlichsten ist hierbei der vertikale Temperaturverlauf. Die einzelnen Stockwerke, die sich dadurch ergeben, sind durch markante Änderung des mittleren Temperaturgradienten gekennzeichnet.

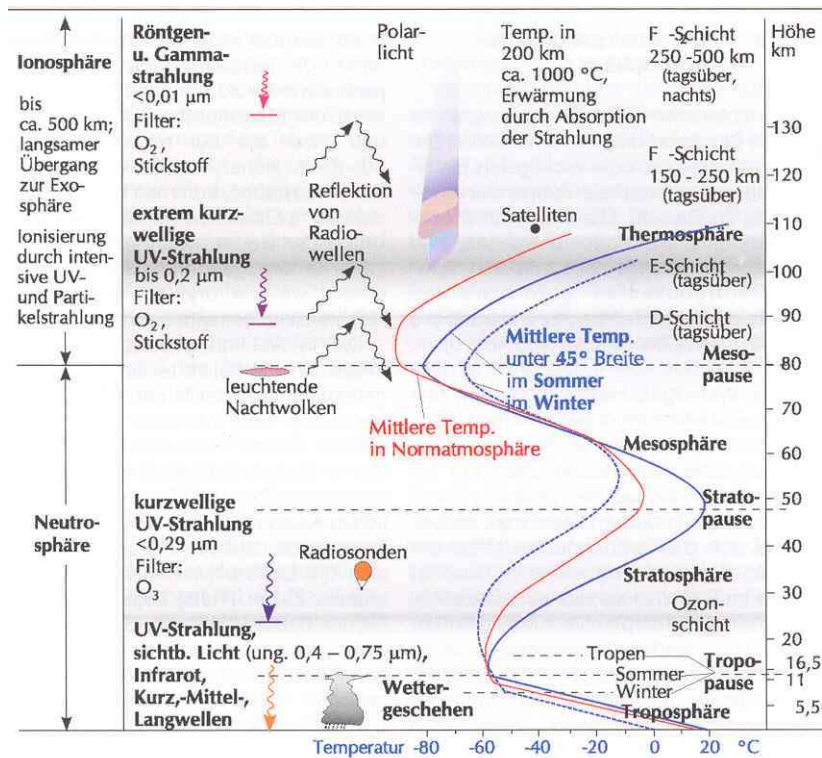


Abbildung 3: Temperaturverteilung in der Atmosphäre

3.1 Die Troposphäre

Die unterste Schicht der Atmosphäre wird als Troposphäre bezeichnet. Sie ist gekennzeichnet durch eine mittlere Temperaturabnahme von etwa $0,65^{\circ}\text{C}$ pro 100m . Abweichungen von diesem Wert sind die Regel, da die vertikale Massenschichtung meist nicht derjenigen der *Normalatmosphäre* entspricht. Im einzelnen beträgt die Temperaturabnahme in trockenadiabatischen (wolkenlos) Abschnitten durchschnittlich ca 1°C pro 100m , im feucht-adiabatischen (wolken- und nebelreichen) Raum sind es etwa $0,6^{\circ}\text{C}$ pro 100m .

Die Ursache für die Temperaturabnahme in der Troposphäre lässt sich relativ leicht verstehen. Wir wissen, dass der Luftdruck mit der Höhe abnimmt. Erwärmt sich nun Luft am Erdboden, so erfährt sie auf Grund ihrer geringeren Dichte einen Auftrieb. Gelangt nun die aufsteigende Luft in einen Umgebung mit geringerem Druck, dann dehnt sie sich aus und kühlt sich dabei wie jedes expandierende Gas ab.

Die Troposphäre wird nur in geringem Maße direkt durch Sonnenstrahlen erwärmt. Der größte Teil der Wärme wird vom Erdboden aufgenommen. (Der vertikale Austausch von Luftquanten als Folge der atmosphärischen Turbulenzen ermöglicht nun auch unter Bedingungen,

unter denen wegen schwacher Sonneneinstrahlung kein konvektives Aufsteigen von Luftquanten möglich ist, die Herstellung einer vertikalen Temperaturschichtung.) Wie viel Wärme vom Erdboden in die Troposphäre übertragen wird, hängt hauptsächlich davon ab, wie stark die Erdoberfläche von der Sonne erwärmt wird. Somit ergeben sich große Unterschiede in der Höhe der Troposphäre. Je stärker die Aufheizung ist, desto höher ist die Troposphäre. Sie erreicht am Äquator Höhen von 16 bis 17km. An den Polen ist sie dagegen nur etwa 7.5 bis 9.5km hoch. Allgemein liegt sie im Winter 2km niedriger wie im Sommer. Auch schwankt sie durch kurzfristige wetterbedingte Änderungen in der Temperatur.

Auch der mittlere vertikale Temperaturgradient variiert auf Grund der unterschiedlichen Heizkraft der Erdoberfläche. Die Temperaturabnahme ist am Äquator am stärksten, am Pol ist im Winter sogar eine mächtige Temperaturumkehrschicht vorhanden.

3.2 Die Tropopause

Die Tropopause trennt Troposphäre von Stratosphäre und ist die wichtigste Grenzschicht in der Atmosphäre. Sie liegt durchschnittlich in 11km Höhe, und die Temperatur beträgt dort -56°C . Allerdings hängt die aktuelle Höhenlage und genaue Temperatur der Tropopause stark vom Breitengrad und der Jahreszeit ab. Der genaue Temperaturverlauf weist ebenfalls starke Unterschiede auf. Die Tropopause ist nach offizieller Definition der WMO durch einen vertikalen geometrischen Temperaturgradienten kleiner als $0,2\text{K}/100\text{m}$ über 2km Höhendifferenz gekennzeichnet.

In ihr enden alle konvektiven Vorgänge des Wetters. Da Wasser fast ausschließlich konvektiv transportiert wird bleibt es in der Troposphäre quasi gefangen. Somit ist die Atmosphäre oberhalb der Tropopause sehr trocken und es gibt praktisch keine Wolken mehr, was jedem Flugpassagier durch die oft fantastische Fernsicht auffällt. Erkennbar ist sie zum Beispiel auch an der Verbreiterung hoher Gewitterwolken, deren Obergrenze nahe der Tropopause liegt. Wegen des fehlenden konvektiven Luftaustausches, der vor allem für Aerosole wichtig ist, macht man sich aber seit längerem Sorgen über die Luftverschmutzung durch den stark zunehmenden Flugverkehr.

3.3 Die Stratosphäre

In der Stratosphäre nimmt die Temperatur mit der Höhe zu. Dadurch unterscheidet sie sich von den sie einschließenden Luftschichten. Bis ca. 20km ist die Temperaturzunahme noch sehr gering.

Am stärksten ist sie im Bereich der Ozonschicht, die auch maßgeblich für die Temperaturinversion verantwortlich ist. Das in dieser Schicht enthaltene Ozon (O_3) absorbiert den gesamten Teil ultravioletten Teil der Sonnenstrahlung zwischen 200 und 300nm und wandelt ihn in Wärme um. Dadurch wird das Leben auf der Erde von dieser tödlichen Strahlung abgeschirmt.

Auch in der Stratosphäre bestehen je nach Breitengrad und Jahreszeit große Unterschiede. Die niedrigste Mitteltemperatur der Stratosphäre, etwa -80°C misst man im Bereich des Äquators. Im unteren Bereich der Troposphäre misst man dort hingegen den höchsten Temperaturbereich.

Das hier angedeutete Gegenläufigkeitsprinzip, demnach sich die Temperatur in der Stratosphäre ungefähr in derselben Größenordnung, aber in entgegengesetzter Richtung wie in der Troposphäre entwickeln, findet seine Anwendung sowohl im Tagesgang wie auch im jahreszeitlichen Temperaturverlauf und bestimmt somit weitgehend die geographische Temperaturver-

teilung in der Stratosphäre. Daraus folgt, dass alle Luftdruckgegensätze an der Obergrenze der Troposphäre sich mit zunehmender Höhe langsam verflachen.

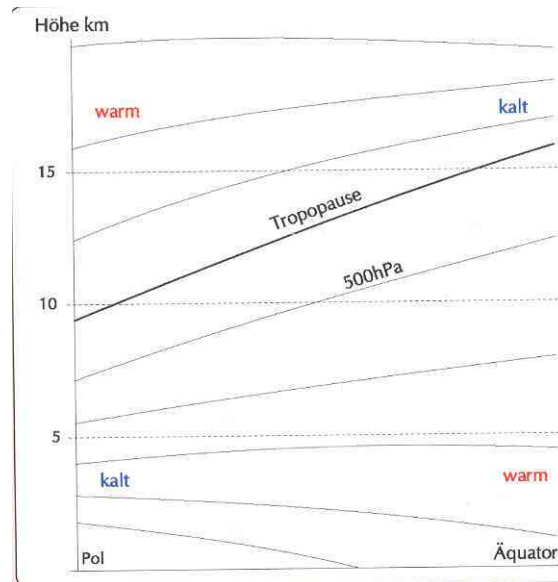


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Druckverhältnisse in der Atmosphäre

3.4 Die hohe Atmosphäre

Die obere Grenze der Stratosphäre, die **Stratopause** liegt in ca. 50km Höhe. Sie ist die atmosphärische Grenzschicht zwischen Stratosphäre und **Mesosphäre**. Ihre Lage wird durch das erste Maximum des atmosphärischen Temperaturprofils bestimmt.

In Der Mesosphäre fällt die Temperatur erneut und zwar von ca. 0°C bis auf etwa -90°C in $80 - 85\text{km}$ Höhe. Der durchschnittliche Temperaturabfall ist mit $0.25 - 0.3 \frac{\text{K}}{100\text{m}}$ allerdings deutlich geringer als in Troposphäre.

In der oberhalb der **Mesopause** liegenden **Termosphäre** steigt dann die Temperatur wieder stark an. Die obere Grenze der Termosphäre, die **Thermopause**, schwankt stark und liegt zwischen 200 und 400km . Ihre Schwankung hängt von der Tageszeit (tagsüber höher) und von der Sonnenaktivität ab.

Die Temperaturen in der Termosphäre schwanken ebenfalls beträchtlich. An der Thermopause werden Maximalwerte um etwa 14 Uhr Ortszeit erreicht und zwar um 700°C bei schwacher und 1700°C bei starker Sonnenaktivität. Der Temperaturanstieg erfolgt zufolge der Absorption von UV-Strahlung $\lambda \leq 200\text{nm}$ durch den molekularen Stickstoff bzw. molekularen und atomaren Sauerstoff in der Atmosphäre.

Darüber geht unsere Lufthülle kaum merklich in die **Exosphäre**, den interplanetaren Raum, über. Die hohe Temperatur von über 1000°C , die scheinbar in der Exosphäre herrscht, bezieht sich lediglich auf die Geschwindigkeit der Teilchen. Ein Thermometer würde Temperaturen unter 0°C anzeigen, da die Gasdichte in dieser Höhe viel zu gering ist, um einen messbaren Wärmetransport zu verursachen.

3.5 Alternative Gliederung der Atmosphäre

Oberhalb der Mesopause schwankt der Temperaturverlauf stark und ist nur schwer zu bestimmen. In großen Höhen ist sie somit ein denkbar ungeeignetes Kriterium um die Atmosphäre zu gliedern.

Es gibt aber auch alternative Kriterien, anhand derer man die Atmosphäre in verschiedene Stockwerke einteilen kann:

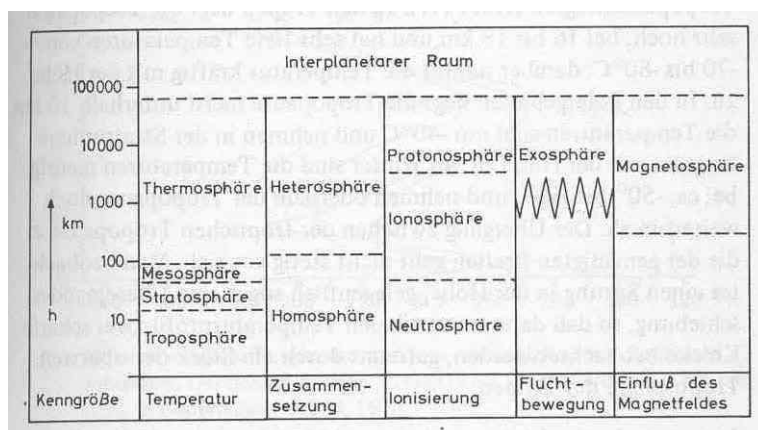


Abbildung 5: Vertikale Gliederung der Atmosphäre nach verschiedenen Eigenschaften

3.5.1 Die Neutro- und die Ionosphäre

Die Atmosphäre kann anhand ihrer Ionisierung eingeteilt werden: in die zwei Hauptstockwerke *Neutrosphäre* und *Ionosphäre*. Die Neutrosphäre erstreckt sich bis zu einer Höhe von ca. 60 – 80 km. In ihr sind die Atome bzw. Moleküle überwiegend elektrisch neutral. Darüber beginnt die bis zu einer Höhe von über 500 km reichende Ionosphäre, die sich in mehrere Schichten erhöhter Ionisation unterteilen lässt.

3.5.2 Die Homo- und die Heterosphäre

Die molare Masse der Luft ist auf Grund der guten Durchmischung bis ca. 100 km höhenunabhängig. Diesen Abschnitt der Atmosphäre nennt man auch *Homosphäre*. Danach beginnen Diffusions- und Dissoziationsvorgänge zu dominieren. Folglich werden die Neutralgaskomponenten im Schwerefeld der Erde sortiert. Der prozentuale Anteil der leichten Gase nimmt mit der Höhe zu, der der schweren ab. In diesem Bereich der Atmosphäre, den man auch *Heterosphäre* nennt, ist folglich die molare Masse der Luft eine Funktion der Höhe. Irgendwann wird die Gasdichte schließlich so gering, dass die Neutralgasteilchen Kepler-Bahnen beschreiben können. Erreichen die Teilchen die *Fluchtgeschwindigkeit* so können sie in den interplanetarischen Raum entweichen. Genauso können Teilchen aus dem interplanetarischen Raum eingefangen werden. Diesen Bereich der Atmosphäre nennt man *Exosphäre*. Er beginnt bei ca. 500 bis 600 km.

4 Die Standardatmosphäre

Aufgrund der vorhin erläuterten Temperaturbeobachtungen in der freien Atmosphäre und von Beobachtungen in der bodennahen Luftschicht gelingt es unter Verwendung der barometrischen Höhenformel (20) und der Zustandsgleichung für ideale Gase (9), Standardangaben über den mittleren Verlauf der thermodynamischen Variablen der Atmosphäre mit der Höhe zu machen.

Die zur Zeit gebräuchteste Standardatmosphäre ist die *US-Standardatmosphäre 1962* bzw. 1976. Sie bezieht sich auf das jahresdurchschnittliche Verhalten der Atmosphäre in 45° nördlicher Breite und ihre Anfangswerte, bezogen auf das mittlere Meeresniveau, werden mit

- $p_0 = 1013.15hPa$
- $T_0 = 288.15K (= 15^\circ C)$
- $\rho_0 = 1.225kgm^{-3}$

angegeben.

Die lineare Temperaturabnahme mit der Höhe beträgt $0.65K/100m$ und erstreckt sich bis $11000m$ (Tropopausenhöhe). Die Tropopausentemperatur beträgt daher $216.65 (= -56.5^\circ C)$.

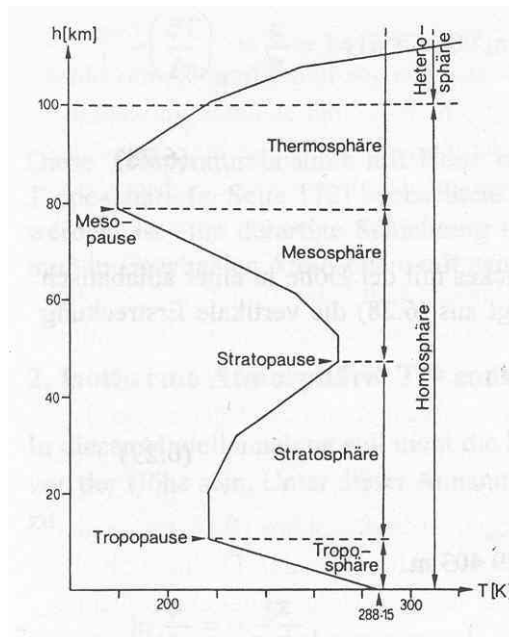


Abbildung 6: US-Standardatmosphäre 1962

5 Literatur

1. FRITZ MÖLLER: *Einführung in die Meteorologie - Band 1: Physik der Atmosphäre*
Anton Hain Verlag, Mannheim 1973
84 UT 8000 M693 -1
2. GEORGE M.HIDY: *The Winds - The Origins and Behaviour of Atmospheric Motion*
VAN NOSTRAND COMPANY, Canada 1967
84 UT 6100 H632
3. HELMUT PICHLER: *Dynamik der Atmosphäre*
Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg / Berlin /Oxford 1997
84 UT 8000 P592 (3)
4. HEINZ FORTAK: *Meteorologie*
Dietrich Reimer Verlag, Berlin 1982
84 UT 8000 F736
5. TASCHEATLAS: *Wetter*
Klett Perthes Verlag, Gotha 2003
6. WIKIPEDIA:
Troposphäre
Tropopause
7. www.diplomet.de