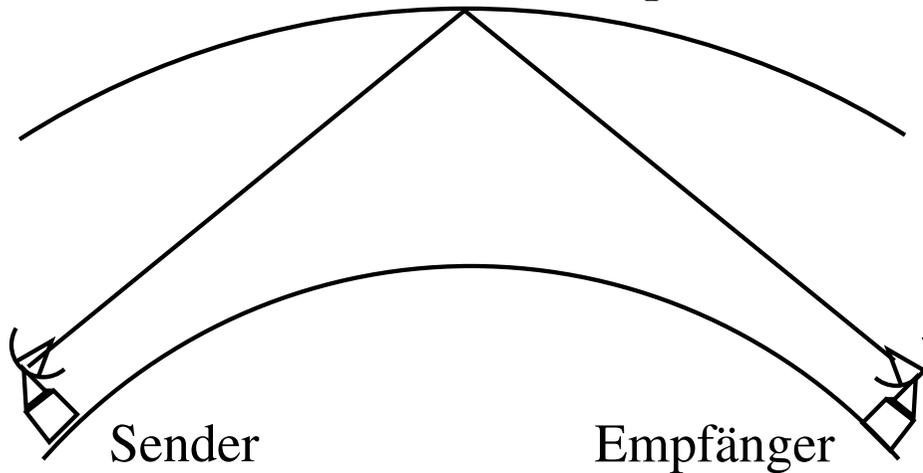


Die Ionosphäre

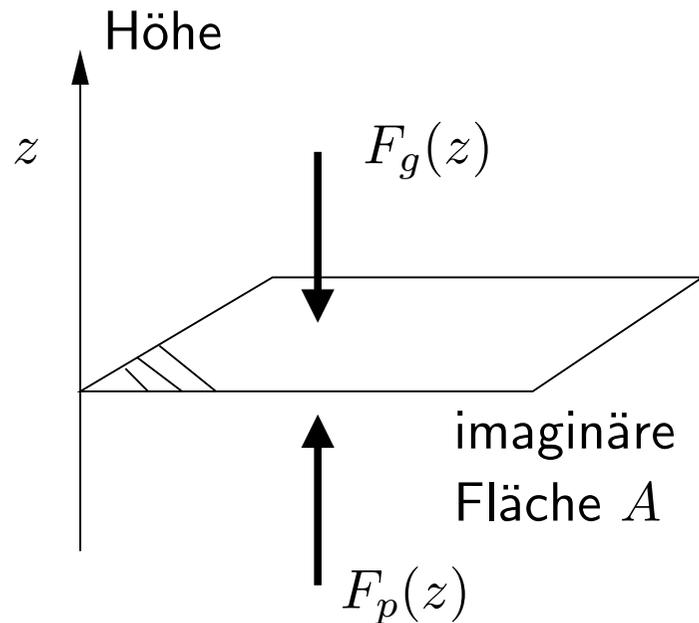
reflektierende Schicht (Ionosphäre)



Wir werden heute die Entstehung, den Aufbau und Prozesse in planetaren Ionosphären untersuchen. Die Ionosphäre wurde erst im letzten Jahrhundert entdeckt und unwidersprüchlich nachgewiesen. Während schon Gauß, später Kelvin und darauf Stewart aufgrund von Fluktuationen und regelmäßigen täglichen Änderungen im irdischen Magnetfeld über eine leitende Schicht in der

oberen Atmosphäre spekuliert hatten, blieb sie lange Zeit eben nur Spekulation, bis zur bahnbrechenden Funkübermittlung von Marconi um die Mittagszeit am 12. Dezember im Jahre 1901 von Poldhu in Cornwall (England) über den Atlantik bis nach St. Johns in Neufundland (Kanada).

Barometrische Atmosphäre



Die grundlegende Gleichung für die Atmosphärenphysik dürfte noch aus der Hydrostatik bekannt sein. An der imaginären Fläche A in der Abb. links muss für ein statisches Gleichgewicht $F_g(z) = F_p(z) = Ap(z)$ gelten. Die Gewichtskraft auf die Fläche A ist gegeben durch

$$F_g(z) = A \int_z^{\infty} \rho(z')g(z')dz', \quad (1)$$

wo ρ die Massendichte und g die (Erd-) Beschleunigung bedeuten. Im statischen Gleichgewicht

muss daher

$$p(z) = \int_z^{\infty} \rho(z')g(z')dz' \quad (2)$$

gelten. Nach z abgeleitet erhalten wir die bekannte Form der hydrostatischen, oder, weil wir es jetzt mit “Luft” zu tun haben, der **aerostatischen Gleichung**, die schon auf Laplace zurückgeht,

$$\frac{dp}{dz} = -\rho(z)g(z). \quad (3)$$

Mit bekanntem $g(z)$ und einer Beziehung zwischen p und ρ lässt sich also die Höhenabhängigkeit der beiden Größen berechnen.

Für ein ideales Gas gilt

$$\rho = \bar{m}n = \bar{m}\frac{p}{kT},$$

wo \bar{m} die mittlere Masse der Teilchen ist. In die aerostatische Gleichung eingesetzt ergibt dies

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{\bar{m}p}{kT}g = -\frac{\bar{m}g}{kT}p = -\frac{p}{H},$$

wo

$$H(z) \doteq \frac{kT(z)}{\bar{m}(z)g(z)} \quad (4)$$

die sog. **Druckskalenhöhe** der Atmosphäre ist. Damit gilt auch

$$\int_{p(h_0)}^{p(h)} \frac{dp}{p} = \ln \frac{p(h)}{p(h_0)} = - \int_{h_0}^h \frac{dz}{H(z)},$$

wo h_0 eine Referenzhöhe und h eine beliebige Höhe in der Atmosphäre ist. Somit haben wir auch bereits die Lösung

$$p(h) = p(h_0) \exp \left\{ - \int_{h_0}^h \frac{dz}{H(z)} \right\}, \quad (5)$$

die **barometrische Höhenformel** für den vertikalen Druck in einer Atmosphäre.

Ganz analog wird die barometrische Höhenformel für die Teilchendichte $n(h)$ hergeleitet.

Übung 1. *Tun Sie dies! Die Lösung lautet*

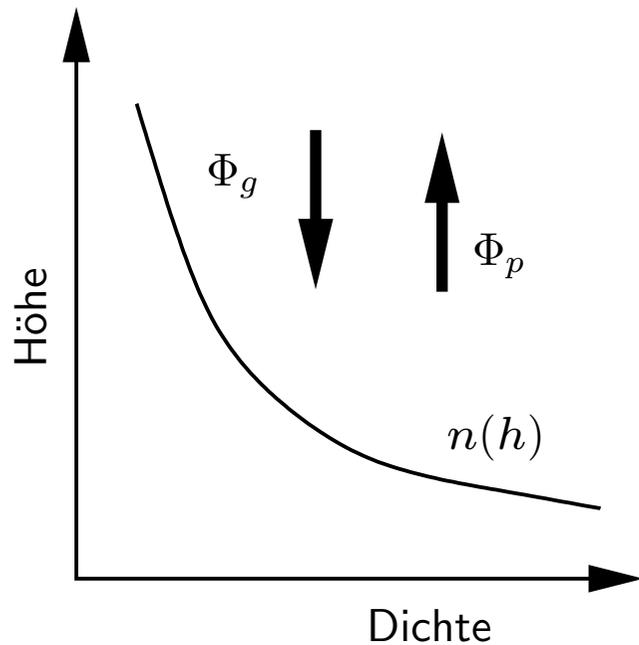
$$n(h) = n(h_0) \frac{T(h_0)}{T(h)} \exp \left\{ - \int_{h_0}^h \frac{dz}{H(z)} \right\} = n(h_0) \exp \left\{ - \int_{h_0}^h \frac{dz}{H_n(z)} \right\}, \quad (6)$$

wo $H_n(z)$ die Dichteskalenhöhe ist, $H_n \doteq \left\{ \frac{dn / dz}{n} \right\}^{-1}$.

Übung 2. *Leiten sie nun aus Glg. 6 den Ausdruck für die Teilchenzahlskalenhöhe her. Er lautet*

$$\frac{1}{H_n} = \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dh} \right), \quad (7)$$

Eine andere Erklärung für die barometrische Atmosphäre



Die Struktur der barometrischen Atmosphäre kann auch aus einer anderen Gleichgewichtsüberlegung hergeleitet werden. In einer Atmosphäre ohne Konvektion wirken auf ein Gas zwei Kräfte. Die Gravitation ist bestrebt, das Gas nach unten zu ziehen, während der dadurch entstehende Druckgradient das Gas nach oben drückt. Die Gravitation führt zu einem Fluss Φ_g nach unten, während der aufgebaute Druckgradient einen Fluss Φ_p nach oben zur Folge hat. Im Gleichgewicht sind beide Flüsse gleich. Weil die beiden Flüsse diffusiver Natur sind, ist die Atmosphäre dann im diffusiven Gleichgewicht.

Die durch das Zusammenspiel von Gravitation und Reibung hervorgerufene

Geschwindigkeit nach unten sei u_g . Dann zeigt die Reibungskraft nach oben, also in entgegengesetzter Richtung zu u_g :

$$F_g^* + F_R^* = -nmg - nm\nu_{12}^*u_g = 0 \implies u_g = -\frac{g}{\nu_{12}^*},$$

wo ν_{12}^* die Stoßfrequenz für Impulsübertragung zwischen zwei Sorten von Teilchen der Massen m_1 und m_2 ist,

$$\nu_{12}^* \doteq \frac{4}{3} \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \left\{ \sqrt{\frac{8k}{\pi} \left(\frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right)} \cdot \sigma \cdot n_2 \right\}.$$

Der Fluss nach unten ist damit gegeben durch

$$\Phi_g = nu_g = -n \frac{g}{\nu_{12}^*}$$

und der Fluss nach oben folgt durch ein ähnliches Gleichgewichtsargument. Der Druckgradient und die Reibungskraft müssen sich im Gleichgewicht auch gerade wieder aufheben:

$$-\frac{dp}{dz} = nm\nu_{12}^*u_p$$

und der Expansionsfluss Φ_p lautet

$$\Phi_p = nu_p = -\frac{1}{m\nu_{12}^*} \frac{dp}{dz}.$$

Für ein Gleichgewicht der Flüsse gilt $\Phi_g + \Phi_p = 0$ woraus unmittelbar die aerostatische Gleichung folgt.

Der Expansionsfluss ist auch ein diffusiver Fluss (weil er durch Stöße reguliert wird). Ein Konzentrationsgradient dn/dz führt nach dem Fickschen Gesetz zu

einem Fluss

$$\Phi_D = -D \frac{dn}{dz}, \quad (8)$$

wo der Diffusionskoeffizient D geschrieben werden kann als

$$D_{11} = \frac{kT}{m\nu_{11}^*}, \quad (9)$$

wo wir die Indizes 11 verwenden um anzudeuten, dass das Gas in sich selbst diffundiert. Damit gilt für eine isotherme Atmosphäre mit der idealen Gasgleichung

$$\Phi_D = -\frac{kT}{m\nu_{11}^*} \frac{dn}{dz} = -\frac{1}{m\nu_{11}^*} \frac{dp}{dz} = \Phi_p. \quad (10)$$

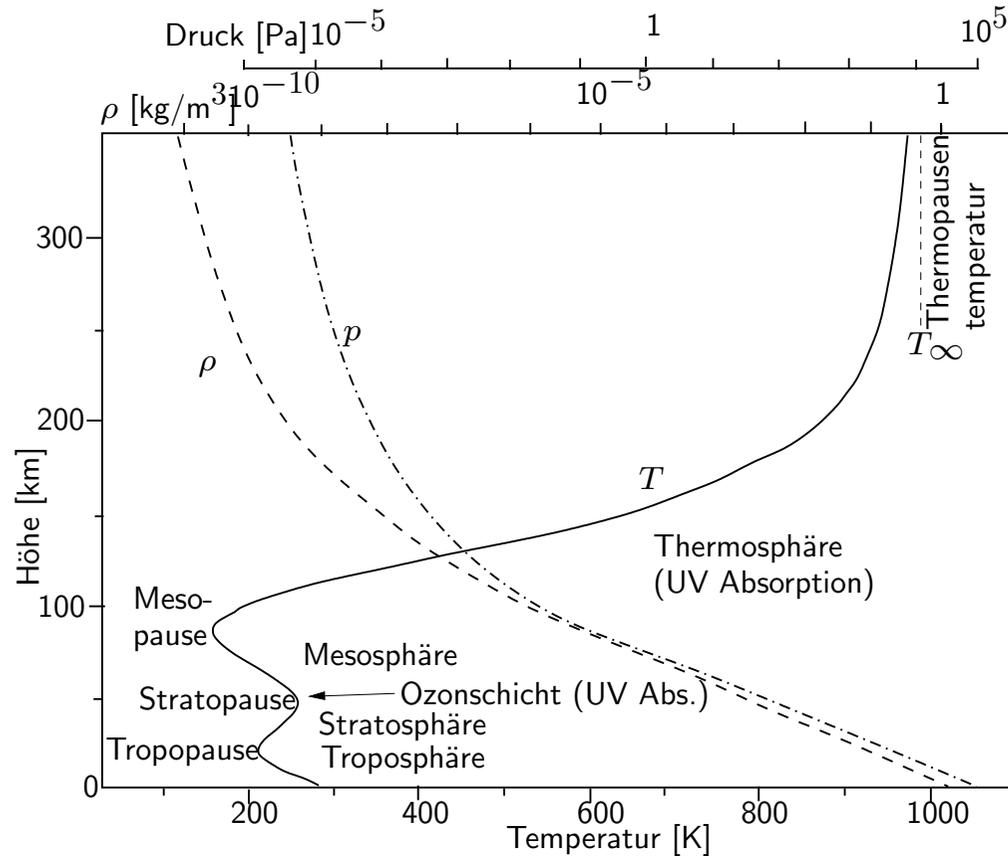
Damit kann die barometrische Atmosphäre auch als die Folge eines diffusiven Gleichgewichtes gesehen werden.

Aufbau der Atmosphäre

		Interplanetarer (heliosphärischer) Raum			
	10^5				
geostationäre Satelliten	10^4	Geokorona			
			Effusosphäre	Exosphäre	Plasmapause
		Thermosphäre			Plasmasphäre
	10^3			Exobase	
Space Shuttle, ISS		Heterosphäre			F-Region
			Diffusosphäre		
Spaceship One	100	Mesopause			E-Region
		Mesosphäre	Homopause	Turbopause	
Raketen		Stratopause			D-Region
Ballone		Stratosphäre	Homosphäre	Barosphäre	
Flugzeuge	10	Tropopause		Turbosphäre	
		Troposphäre			
	0	Temperatur	Zusammensetzung	vertikaler Transport	gravitative Bindung
					thermisches Plasma

Die Atmosphäre ist ein kompliziertes physikalisches System in welchem verschiedene Prozesse eine Rolle spielen. Sie wird sowohl von der Sonne als auch von der Erde geheizt, sie ist teils konvektiv und teils diffusiv, in geringen Höhen ist der ionisierte Anteil für fast alle Anwendungen vernachlässigbar, in großen Höhen ist sie vollständig ionisiert.

Temperaturprofil der Atmosphäre



Das Temperaturprofil der irdischen Atmosphäre kann durch eine Kombination von Temperaturgradienten und Heizprozessen relativ einfach verstanden werden. Wir untersuchen zuerst, wie sich ein Luftpaket um eine kleine Auslenkung in der Höhe bewegt. Wir nehmen an, dass es sich immer im Druckgleichgewicht mit der Umgebung befindet, d.h., dass sich kleine Druckunterschiede sehr schnell angleichen (z. B. durch Schallwellen). Dann gilt der erste Hauptsatz der Thermodynamik in

der Form

$$\delta Q = dU + pdV. \quad (11)$$

Die innere Energie $dU = N_m C_V dT$ und das ideale Gasgesetz $pV = N_m RT$, wo N_m die Molmenge bedeute, sind aus der Wärmelehre bekannt. Mit $d(pV) = pdV + Vdp$ können wir Glg. 11 umschreiben

$$\delta Q = N_m C_V dT + d(pV) - Vdp,$$

was mit dem idealen Gasgesetz und $C_P = C_V + R$

$$\delta Q = N_m C_P dT - Vdp$$

gibt. Nun setzen wir noch das Grundgesetz der Hydrostatik ein, $dp = -\rho g dz$ und erhalten

$$\delta Q = N_m C_P dT + V \rho g dz. \quad (12)$$

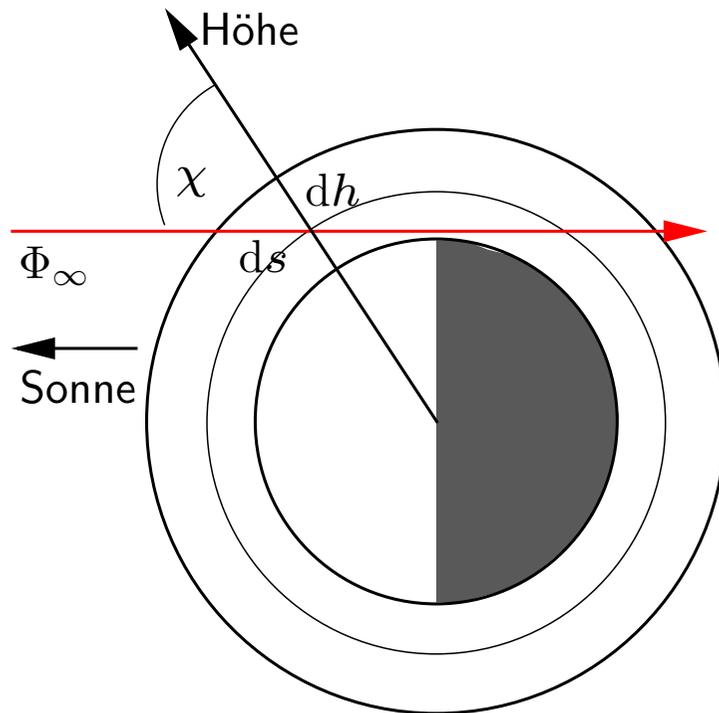
Die Bewegung des Luftpaketes sei schnell und es habe keine Zeit, mit der Umgebung Wärme auszutauschen, es bewegt sich also adiabatisch. Dann ist $\delta Q = 0$ und wir erhalten

$$\begin{aligned} N_m C_P dT &= -V \rho g dz, \\ \frac{m}{V} c_p dT &= -\rho g dz, \\ \frac{dT}{dz} &= -\frac{g}{c_p}. \end{aligned} \tag{13}$$

Damit haben wir den Temperaturgradienten einer adiabatischen Atmosphäre hergeleitet. Diese Größe wird englisch “lapse rate” genannt, was manchmal für Verwirrungen sorgt, weil die Bedeutung dieses Namens uns nicht klar ist¹.

¹Lapse: versch. Bedeutungen, u.a., langsame Veränderung. Setzt man nun $c_p \approx 1 \text{ kJ}/(\text{kg K})$ für Luft ein, so erhält man $dT/dz \approx 10 \text{ K/km}$. Effektiv sind es wegen der Kondensationswärme der Luftfeuchtigkeit eher 6.5 K/km .

Bildung der Ionosphäre



Die Abb. links zeigt die Geometrie der Extinktion von Strahlung in der Atmosphäre. Auf einer Strecke ds nimmt der Strahlungsfluss um $d\Phi$ ab

$$d\Phi = -\sigma n(h) \frac{dh}{\cos \chi} \Phi(h). \quad (14)$$

Die Höhenabhängigkeit des Flusses (oder der Extinktion) kann nun einfach durch Integration ermittelt werden:

$$\int_{\Phi_\infty}^{\Phi(h)} \frac{d\Phi}{\Phi} = -n_0 \int_{\infty}^h \sigma e^{-\frac{h}{H}} \frac{dh}{\cos \chi}, \quad (15)$$

wo wir die barometrische Höhenformel eingesetzt haben. Die Lösung ist eine Exponentialfunktion

$$\Phi(h) = \Phi_{\infty} \exp \left\{ -\frac{\sigma n_0 H}{\cos \chi} \exp(-h/H) \right\} \approx \Phi_{\infty} \exp \left\{ -\frac{\sigma n(h) H(h)}{\cos \chi} \right\}. \quad (16)$$

Der hier verwendete mittlere Wirkungsquerschnitt berücksichtigt anteilig die Beiträge von allen relevanten Extinktionsprozessen. Wegen der sich ändernden Zusammensetzung und Atmosphärenchemie sind diese eigentlich höhenabhängig, was wir hier vernachlässigt haben.

Noch haben wir die Entstehung von Elektronen-Ion-Paaren nicht in unser einfaches Modell der Atmosphäre eingebaut. Die Anzahl von Elektronen-Ion-Paaren pro Volumen, die Photoionisationsrate q , ist proportional zur absorbierten

Strahlung $d\Phi$ pro Wegstrecke ds und zur Effizienz der Photoionisation, κ .

$$q(h) = \kappa \frac{d\Phi}{ds} = \kappa \cos \chi \frac{d\Phi}{dh}. \quad (17)$$

Wir können mit Glg. 14 $d\Phi/dh$ durch Φ ersetzen und erhalten

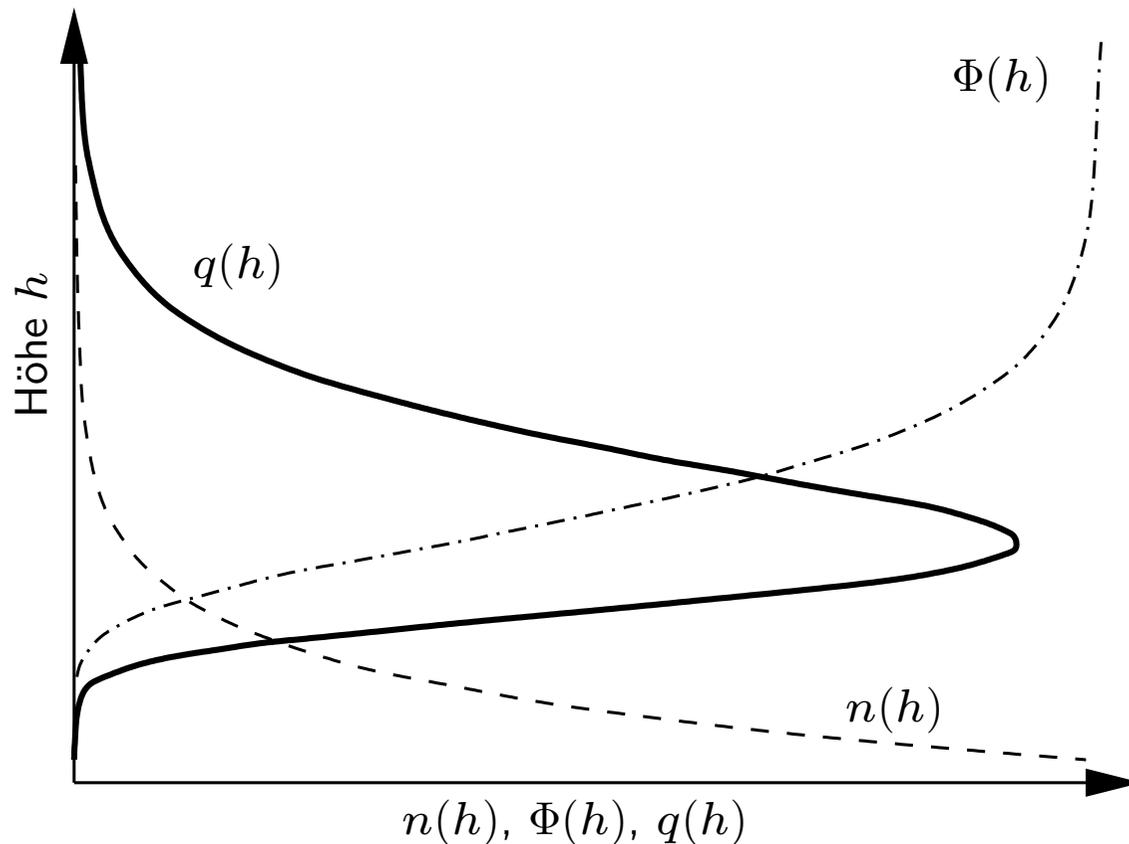
$$q(h) = \kappa \sigma n(h) \Phi(h). \quad (18)$$

Wir können nun $n(h)$ aus der barometrischen Höhenformel (Glg. 5) und $q(h)$ aus Glg. 17 einsetzen um die sog. Chapman-Produktionsfunktion einzuführen:

$$q(h) = \kappa \sigma n_0 \Phi_\infty \exp \left\{ -\frac{h}{H} - \frac{\sigma n_0 H}{\cos \chi} \exp(-h/H) \right\} \quad (19)$$

Die Abb. unten gibt einen Eindruck, wie sich n , Φ und q mit der Höhe verhalten.

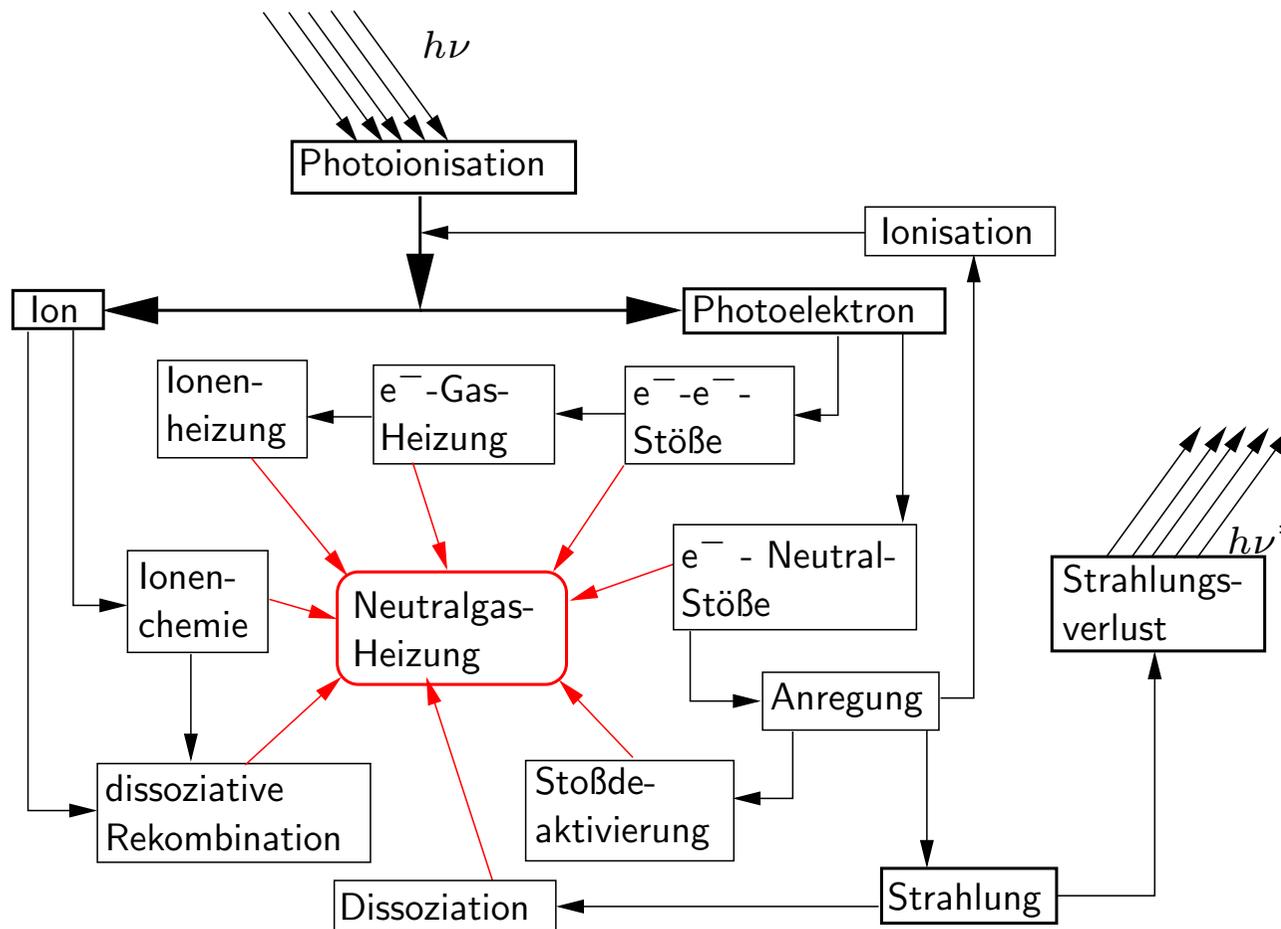
In dieser Abbildung wird die unabhängige Größe, die Höhe, als Ordinate verwendet, was in den Geowissenschaften und Meteorologie durchaus üblich ist.



Hier wurde ein senkrechter Einfall angenommen. Die Ionisationsrate ist in diesem Fall maximal. Für andere Winkel χ erwarten wir also kleinere Ionisationsraten und damit eine tages- und jahreszeitliche Schwankung und eine Breitenabhängigkeit der Ionisationsdichte der Photoionisationsschicht der Ionosphäre. Ferner ist die Atmosphäre natürlich auch nicht isotherm

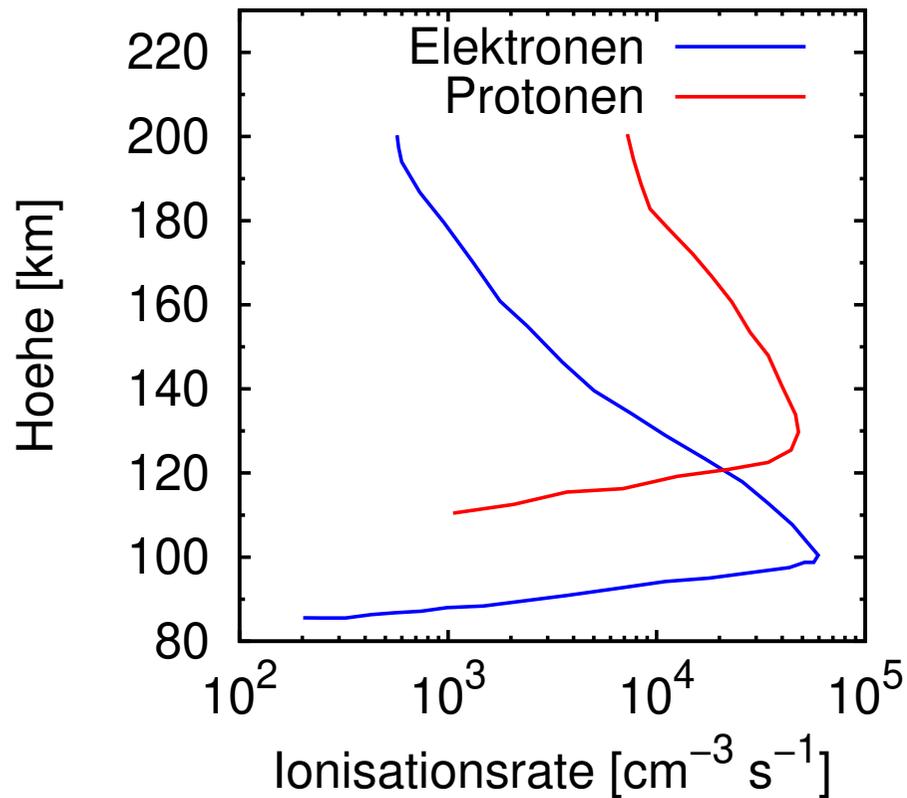
und die Skalenhöhen folglich nicht konstant. Die verschiedenen Heizprozesse der Atmosphäre sind in der folgenden Folie beispielhaft für die Komplexität des Aufbaus der Atmosphäre dargestellt. Ferner muss natürlich auch die Atmosphärenchemie bei der Bestimmung der Absorptionswirkungsquerschnitte berücksichtigt werden, wie auch die Abhängigkeit von der Wellenlänge. Weitere Einflüsse haben die Sonnenaktivität, oder auch die Tatsache, dass bei hohen Breiten die Strahlung "zweimal" durch die Atmosphäre geht.

Heizprozesse in der Atmosphäre



Die Komplexität der wirklich auftretenden Phänomene ist links für die mit der Photoionisation verknüpften Prozesse skizziert (Nach Prölls 2004). Dabei ist die Ionisationseffizienz $\kappa < 1$, ein Teil der absorbierten Strahlung erwärmt auch die Atmosphäre mit einer schwer zu quantifizierenden Effizienz.

Ionisation durch energiereiche Teilchen



Energierreiche Elektronen und Protonen können dem irdischen Magnetfeld entlang bis in die Ionosphäre eindringen und dort zu zusätzlicher Ionisation führen. Dieser Prozess spielt vor allem in Regionen eine Rolle, wo Photoionisation keine spielt, also vor allem bei hohen magnetischen Breiten. Deponieren sie in einem Atom mehr Energie als die Ionisationsenergie W_{ion} des Moleküls (35 eV für O_2), so wird dieses ionisiert, es entsteht also ein Elektron-Ion-Paar. Der Energieverlust eines energiereichen Teilchens wird also proportional sein zu

W_{ion} , zur Stoßfrequenz ν , zur Aufenthaltsdauer $\tau_z = dz/v_z$ in dieser Höhe und zur Ionisationseffizienz κ ,

$$dW_e(z) = \kappa W_{\text{ion}} \sigma_n n_n dz \quad \text{weil ja mit} \quad \nu = \sigma_n n_n \langle v \rangle \longrightarrow \nu/v_z = \sigma_n n_n.$$

Die Ionisationsrate durch einen Fluss Φ von energiereichen Teilchen (sog. **precipitating particles**) beträgt deshalb

$$q(z) = \Phi \frac{dW_e(z)}{dz} = \Phi \kappa W_{\text{ion}} \sigma_n n_0 \exp(-z/H),$$

wo wir eine barometrische Atmosphäre angenommen haben. Das Höhenprofil der Ionisationsrate ist nicht abhängig von der Energie eines einzelnen Teilchens und wird dominiert durch den exponentiellen Abfall der barometrischen Atmosphäre. Der Knick in größerer Tiefe kommt dadurch zustande, dass nicht alle Teilchen

die gleiche Reichweite haben - Teilchen niedriger Energie können nicht so tief in die Atmosphäre eindringen, wie solche höherer Energie. Der Ort, an dem sie steckenbleiben, kann durch Aufintegrieren ihres Energieverlustes gefunden werden:

$$W_e = \int_0^{W_e} dW_e = \int_{\infty}^{z_s} \kappa W_{\text{ion}} \sigma_n n_0 \exp(-z/H) dz.$$

Diese Integralgleichung kann nach z_s aufgelöst werden

$$z_s = H \ln \left(\frac{\kappa W_{\text{ion}} \sigma_n n_0 H}{W_e} \right).$$

(Das Vorzeichen ist wegen der verdrehten Integrationsgrenzen korrekt). Wie erwartet können Teilchen höherer Energie tiefer in die Atmosphäre eindringen als Teilchen tieferer Energie. Protonen ionisieren in höheren Schichten weil ihre Ionisationseffizienz größer ist als die von Elektronen vergleichbarer Energie.

Rekombination und Elektroneneinfang

Natürlich kann die Ionosphäre nicht beliebig hoch ionisiert werden, was hält also diese Prozesse im Schach? Elektronen können auf zwei Arten verloren gehen: **Rekombination** mit einem positiven Ion (Effizienz α_r), oder durch **Elektroneneinfang** durch ein Molekül (mit Effizienz β_e), wodurch sich ein negatives Ion bildet. Berücksichtigen wir, dass ein Plasma quasineutral sein soll ($n_i = n_e$), so können wir die zeitliche Änderung der Elektronendichte in der Ionosphäre schreiben als

$$\frac{dn_e}{dt} = q_{\nu,e} - \alpha_r n_e^2 - \beta_e n_e,$$

was nichts anderes ist als die Kontinuitätsgleichung für die Elektronen. $q_{\nu,e}$ ist die totale Ionisationsrate durch Photonen und/oder energiereiche Teilchen, die Rekombinations- und Elektroneneinfangseffizienzen hängen von komplizierten

ionenchemischen Prozessen in der oberen Atmosphäre ab. Sie erklären zum Teil die unterschiedliche Molekülzusammensetzung der Ionosphäre. Das Höhenprofil der Elektronen wird also auch durch die Atmosphärenchemie bestimmt und ist in der Regel nur mit numerischen Modellen nachbildbar.

Trotzdem können wir zwei Grenzfälle verstehen. In niedrigen Höhen dominiert wegen der kleinen Bindungsenergie der eingefangenen Elektronen die Rekombination. Für eine stationäre Ionosphäre haben wir wegen $dn_e/dt = 0$

$$n_e = \sqrt{\frac{q_{\nu,e}}{\alpha_r}}.$$

In großen Höhen dominiert der Elektroneneinfang und wir finden

$$n_e = \frac{q_{\nu,e}}{\beta_e}.$$

Die Struktur der Ionosphäre

Wir haben nun alle Zutaten erfasst, die zum Verständnis der Struktur der Ionosphäre erforderlich sind.

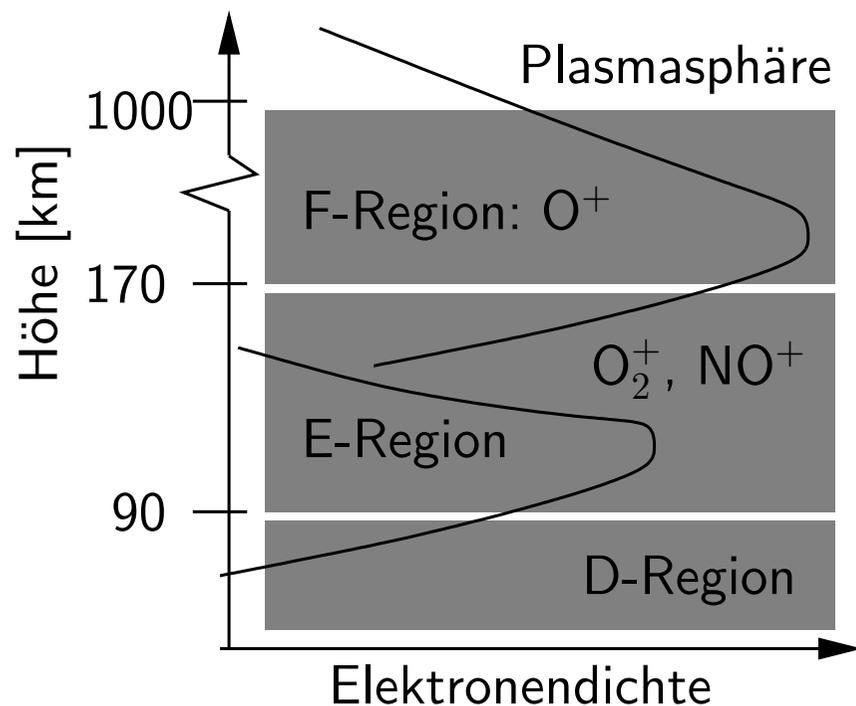
Ionisation: durch UV und energiereiche Teilchen. Höhenabhängig wegen Absorption durch verschiedene Ionen/Atome/Moleküle, Abhängigkeit von der Tageszeit und solarer Aktivität

Rekombination: Höhenabhängige Rekombinationsraten wegen versch. Skalenhöhen

Elektroneneinfang: Höhenabhängige Einfangsrate wegen versch. Skalenhöhe, abhängig von der Ionosphärenchemie

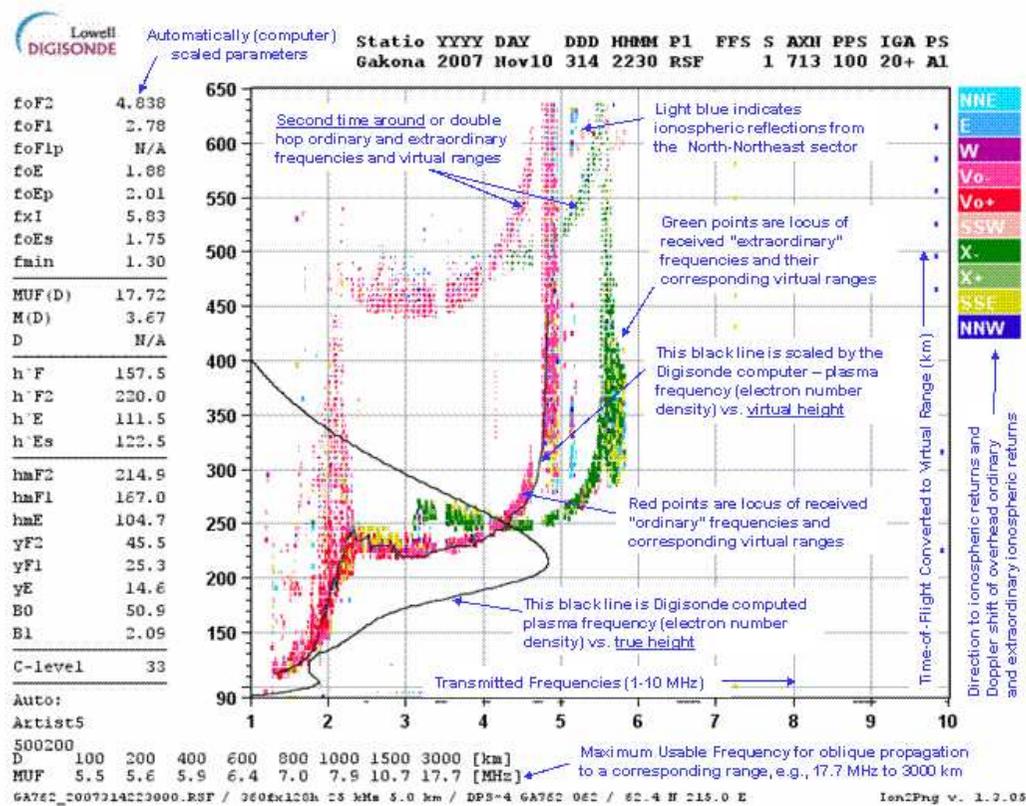
Diese Variabilität resultiert in einer beträchtlichen Komplexität der Ionosphäre. Sie ändert sich mit allen oben beschriebenen Prozessen, was für viele Anwendungen wichtig ist: Vermessung, GPS, Radiokommunikation, etc.

Ihre Variabilität wird mit sog. Ionosonden vermessen und die entsprechenden Daten (Höhenprofile der Elektronendichte) als Ionogramme in Abonnementen zur Verfügung gestellt.



Die Struktur ist links schematisch angedeutet. Die komplizierten Heiz- & Ionisations- und Rekombinationsprozesse und die Ionenchemie resultieren in einer komplexen, orts- und ortszeitabhängigen Struktur der Ionosphäre, die hier nicht wiedergegeben werden kann. Prölss listet die 15 wichtigsten chemischen Reaktionen in der Ionosphäre inkl. ihrer Reaktionsraten auf. Diese sind temperaturabhängig und hängen wie auf Seiten 23 und 24 beschrieben auch von der Dichte ab. Der Ionisationsgrad der Ionosphäre

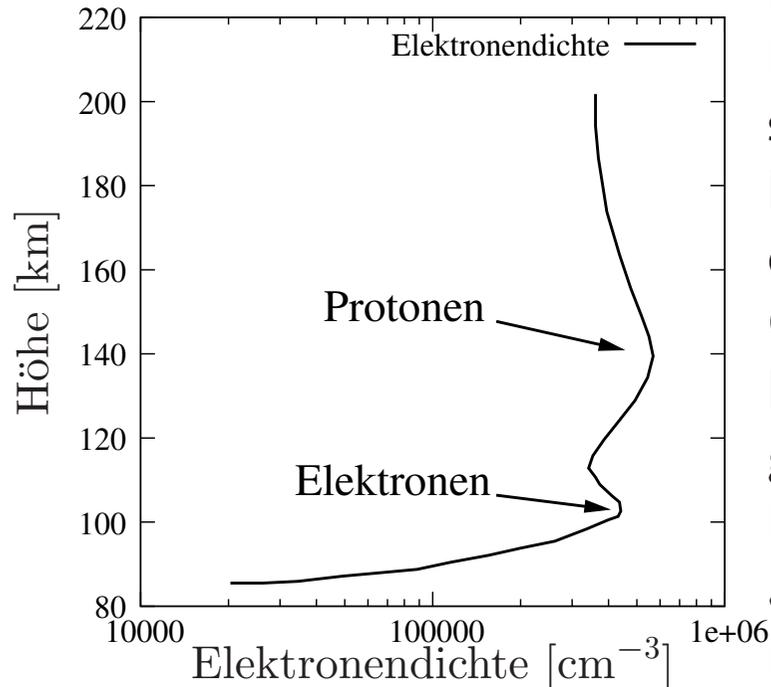
beträgt zwischen 10^{-8} (D-Region) bis zu 10^{-2} (obere F-Region). Die Ionendichte erreicht zwischen 220 und 400 km Höhe ein Maximum von 1 bis $30 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$, die Ionenkolonnendichte beträgt zwischen 10^{17} und 10^{18} pro m^2 .



Ionosonden werden benutzt, um die Ionendichte in der oberen Atmosphäre zu bestimmen. Dabei werden kurze Radarpulse einer veränderlichen Frequenz senkrecht nach oben geschickt und die Ankunftszeit des reflektierten Signals gemessen. Dadurch kann die Höhe der reflektierenden Schicht bestimmt werden. In der Graphik nebenan (Quelle: Wikipedia) ist die x-Achse die Frequenz (in

MHz) und die y-Achse die Höhe in km. Weitere Informationen: <https://www.iap-kborn.de/forschung/abteilung-radarsondierungen/instrumente/ionosonde>

Nordlichter



Man unterscheidet zwischen diffusen und diskreten Aurorae. Erstere sind oft frustrierend schwierig zu erkennen und oft fast nicht vom Nachthimmel einer fernen Stadt zu unterscheiden. Sicher ist man, wenn man sie über der Ostsee erkennt. Klarer erkennbar sind diskrete Nordlichter (die es am Südpol natürlich auch gibt). Sie leuchten gelb-grün, rot, dunkelrot und blau-violett, diese Farben sind auf verschiedene angeregte Linien zurückzuführen. In den für Aurorae typischen Höhen von 100 km herrscht noch die typische Atmosphärenzusammensetzung mit

hauptsächlich Stickstoff und Sauerstoff. Stickstoff leuchtet dunkelrot (bei 650 - 680 nm) und blau violett (390 - 470 nm, als N₂⁺), Sauerstoff gelb-grün

(558 nm) und rot (630 und 636 nm). Bei diskreten Aurorae kann man auch das irdische Magnetfeld erkennen, Regionen höherer Leuchtkraft entsprechen stärkerem Magnetfeld.

Polarlichter sind in der Regel nur bei gestörten geomagnetischen Verhältnissen zu sehen. Sie werden ausgelöst durch energiereiche Elektronen und Protonen, welche entlang des irdischen Magnetfeldes in die polaren Regionen eintauchen und dort den Stickstoff und Sauerstoff zum Leuchten anregen. Solche Situationen werden durch den Sonnenwind, bzw. Störungen in ihm - sog. koronale Massenauswürfe - ausgelöst. Weil dabei die irdische Magnetosphäre stark gestört wird, bewegen sich die (diskreten) Nordlichter auch. (Eine Änderung im Magnetfeld induziert einen Strom, welcher wiederum ein Magnetfeld erzeugt.) Trotz der spektakulären Erscheinung wird nur ein kleiner Anteil ($\sim 1\%$) der Energie der Teilchen in Licht umgesetzt, der Löwenanteil geht in die Heizung der Atmosphäre.