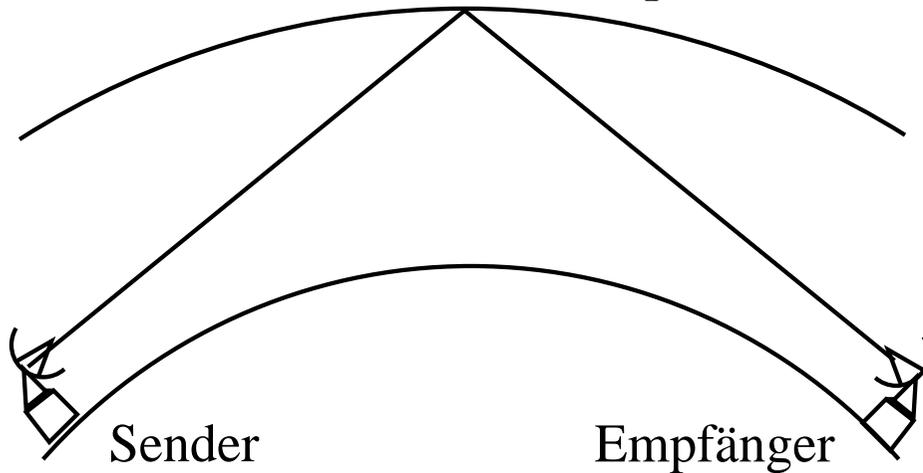


# Die Ionosphäre

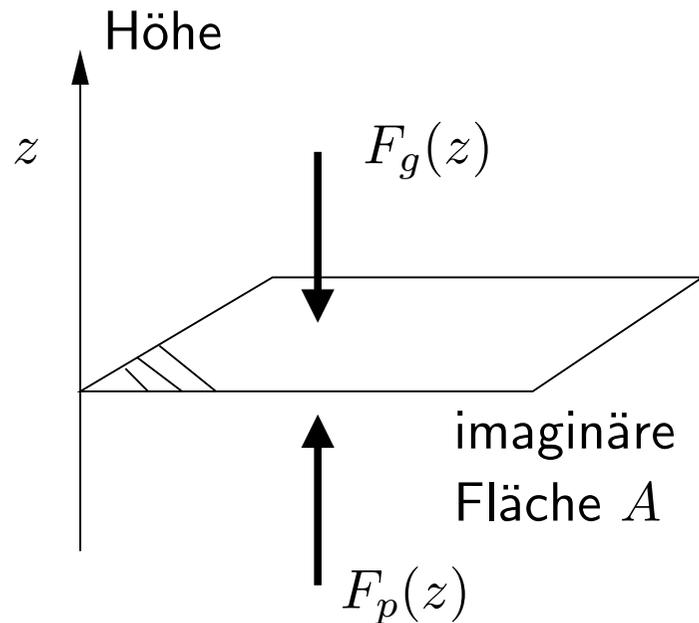
reflektierende Schicht (Ionosphäre)



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  $\rho$  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  $\rho$  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*

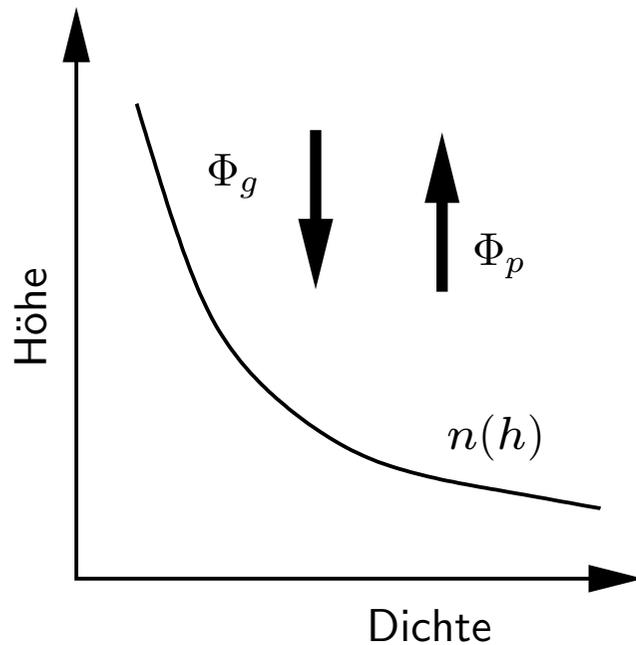
$$n(h) = n(h_0) \frac{T(h_0)}{T(h)} \exp \left\{ - \int_{h_0}^h \frac{dz}{H(z)} \right\} = n(h_0) \exp \left\{ - \int_{h_0}^h \frac{dz}{H_n(z)} \right\}, \quad (6)$$

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  $\Phi_g$  nach unten, während der aufgebaute Druckgradient einen Fluss  $\Phi_p$  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  $\nu_{12}^*$  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  $\Phi_p$  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

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

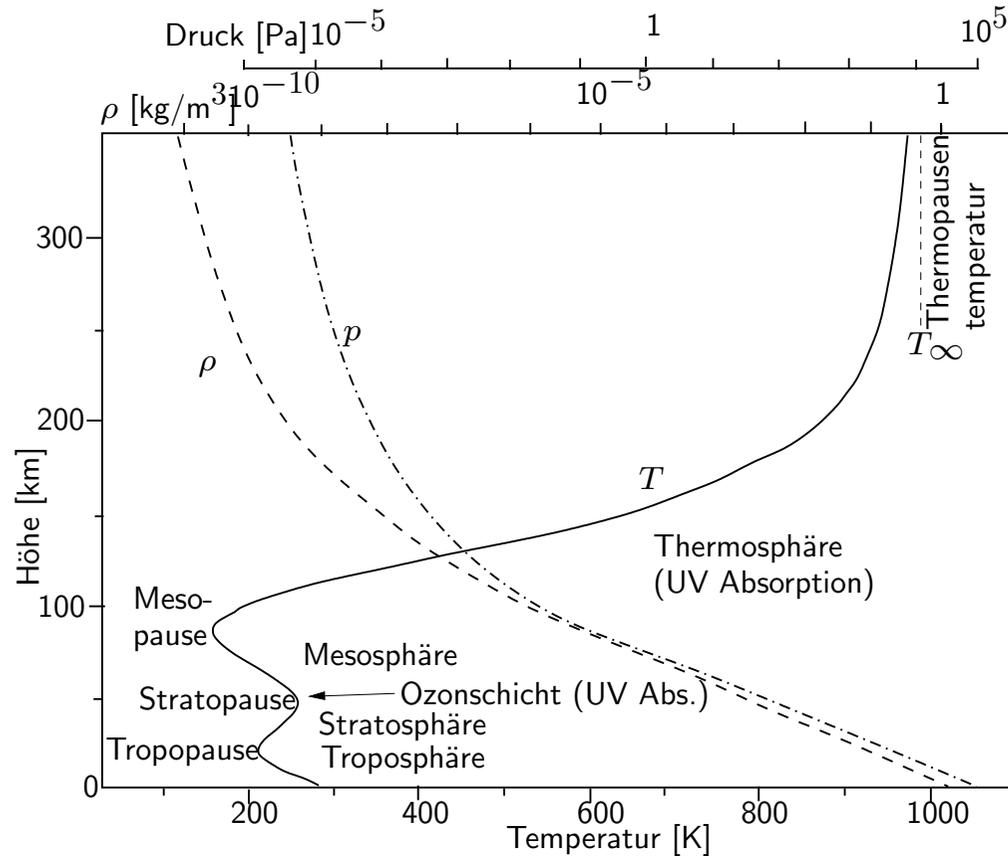
Damit kann die barometrische Atmosphäre auch als die Folge eines diffusiven Gleichgewichtes gesehen werden.

# 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

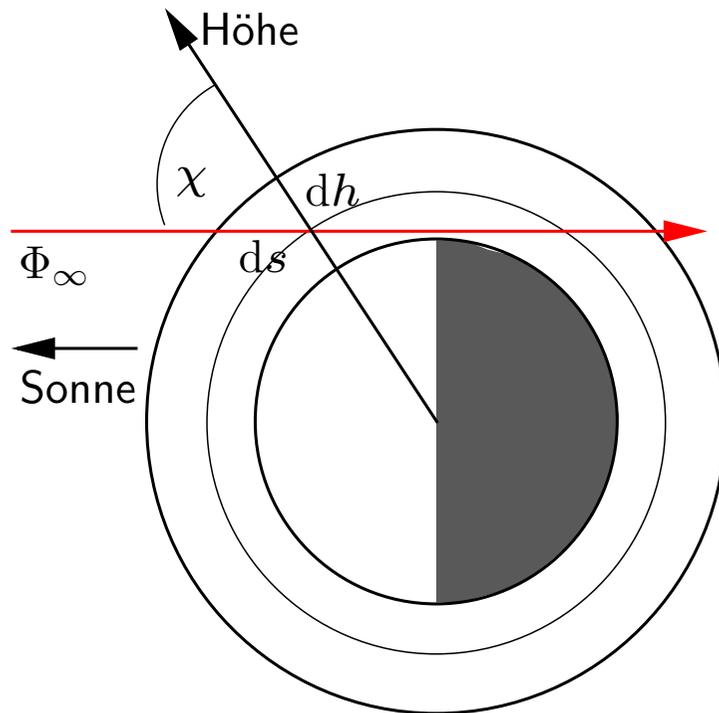
$$\begin{aligned} N_m C_P dT &= -V \rho g dz, \\ \frac{m}{V} c_p dT &= -\rho g dz, \\ \frac{dT}{dz} &= -\frac{g}{c_p}. \end{aligned} \tag{13}$$

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 ist<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Setzt man nun  $c_p \approx 1 \text{ kJ}/(\text{kg K})$  für Luft ein, so erhält man  $dT/dz \approx 10 \text{ K}/\text{km}$ . Effektiv sind es wegen der Kondensationswärme der Luftfeuchtigkeit eher  $6.5 \text{ K}/\text{km}$ .

## 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, Photoionisationsrate  $q$ , ist proportional zu absorbierten

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

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

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

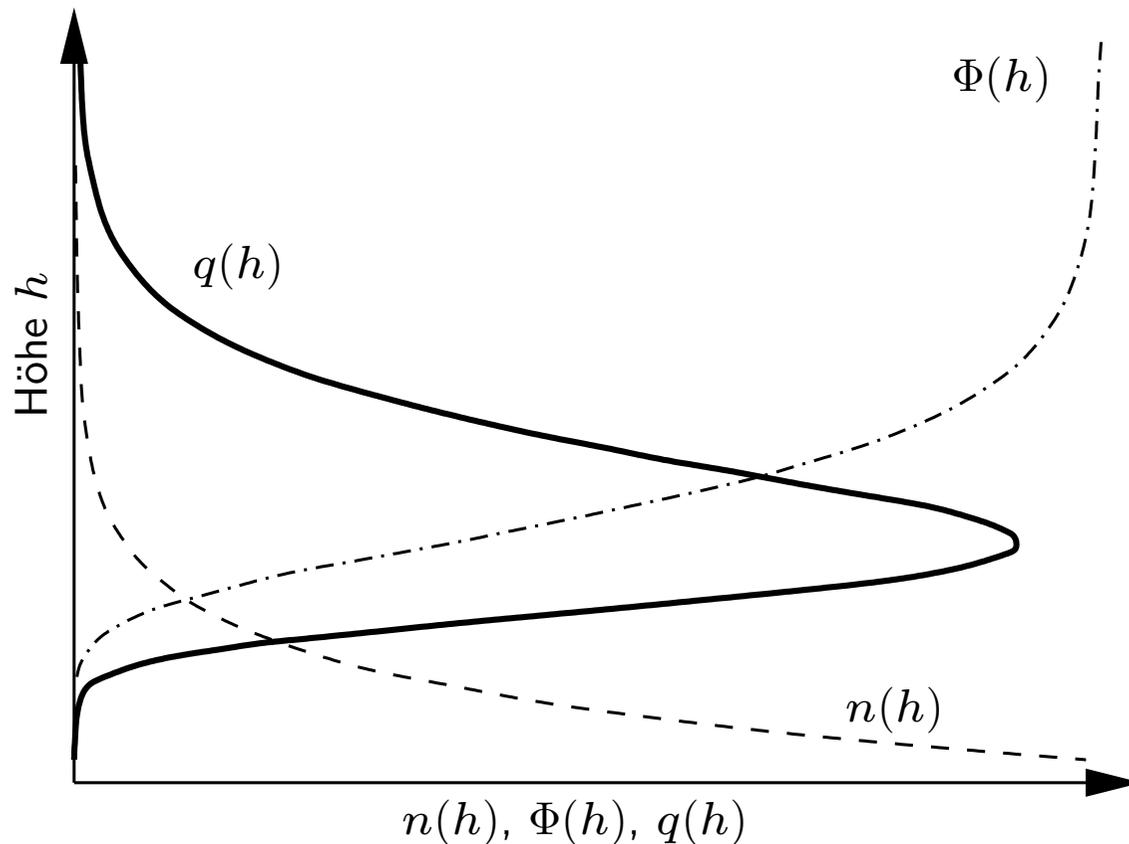
$$q(h) = \kappa \sigma n(h) \Phi(h). \quad (18)$$

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. links gibt einen Eindruck, wie sich  $n$ ,  $\Phi$  und  $q$  mit der Höhe verhalten.

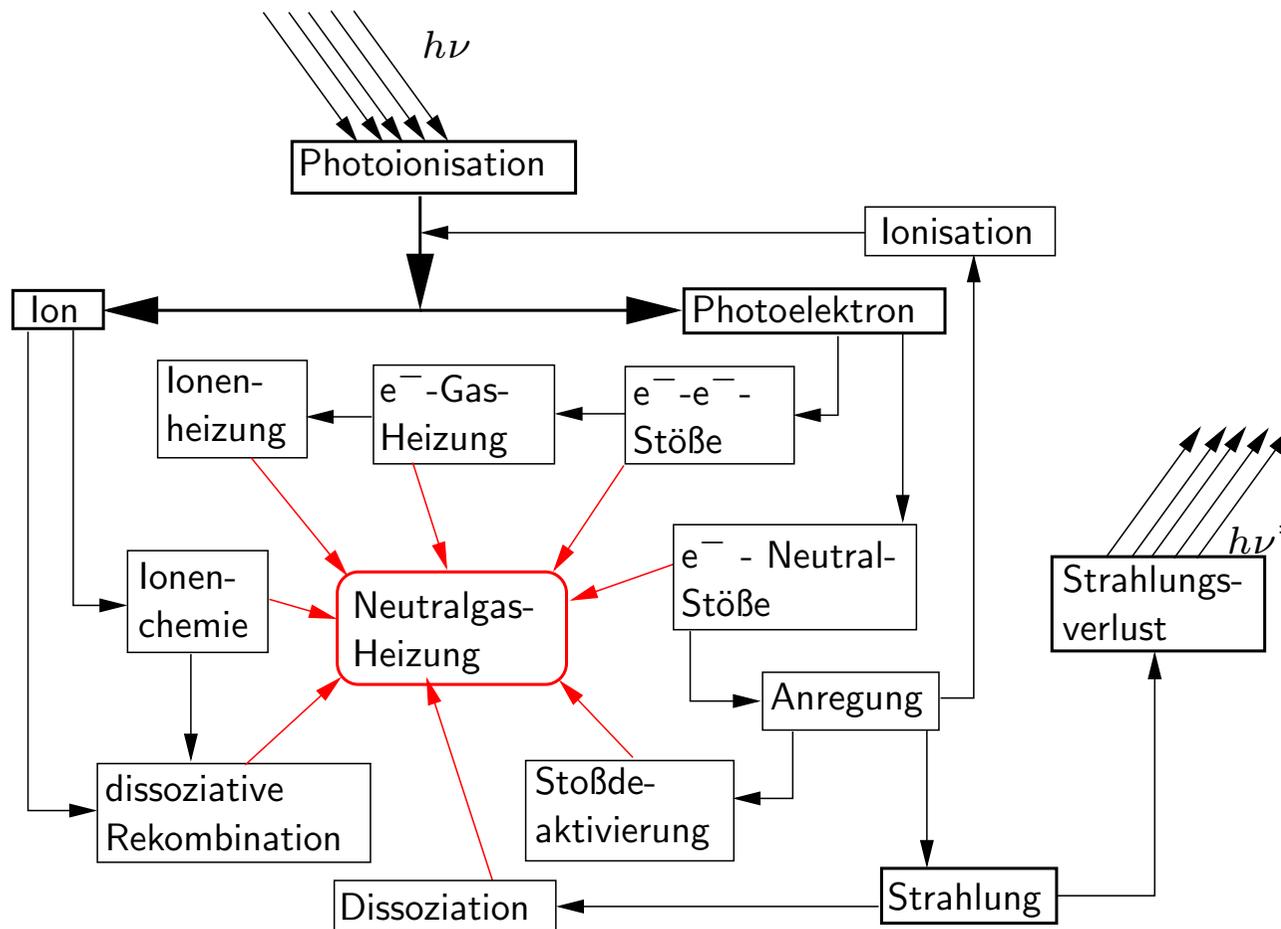
In dieser Abbildung wird die unabhängige Größe, die Höhe, als Ordinate verwendet, was in den Geowissenschaften und Meteorologie durchaus üblich ist.



Hier wurde ein senkrechter Einfall angenommen. Die Ionisationsrate ist in diesem Fall maximal. Für andere Winkel  $\chi$  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

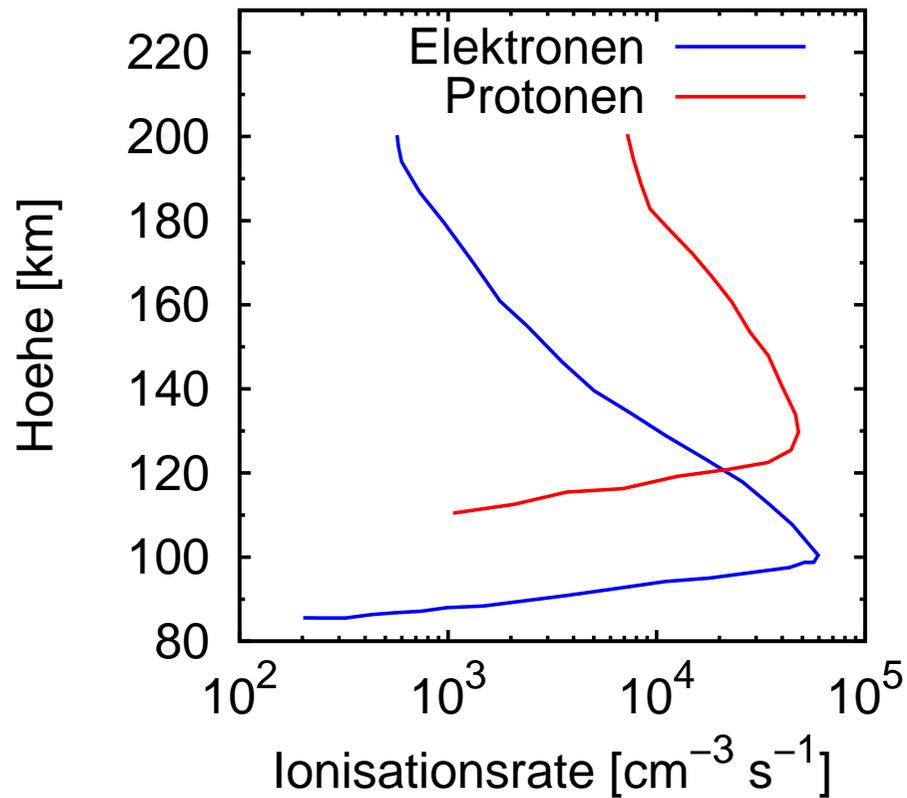
und die Skalenhöhen folglich nicht konstant. Die Atmosphärenchemie muss bei der Bestimmung der Absorptionseffizienzen berücksichtigt werden, wie auch die Abhängigkeit von der Wellenlänge. Weitere Einflüsse haben die Sonnenaktivität, die Tatsache, dass bei hohen Breiten die Strahlung “zweimal” durch die Atmosphäre geht.

# Heizprozesse in der Atmosphäre



Die Komplexität der wirklich auftretenden Phänomene ist links für die mit der Photoionisation verknüpften Prozesse skizziert (Nach Pröls 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  $W_{\text{ion}}$  des Moleküls (35 eV für  $\text{O}_2$ ), so wird dieses ionisiert, es entsteht also ein Elektron-Ion-Paar. Der Energieverlust eines energiereichen Teilchens wird also proportional sein zu

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

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

Die Ionisationsrate durch einen Fluss  $\Phi$  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  $z_e$  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  $\alpha_r$ ), oder durch **Elektroneneinfang** durch ein Molekül (mit Effizienz  $\beta_e$ ), 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.

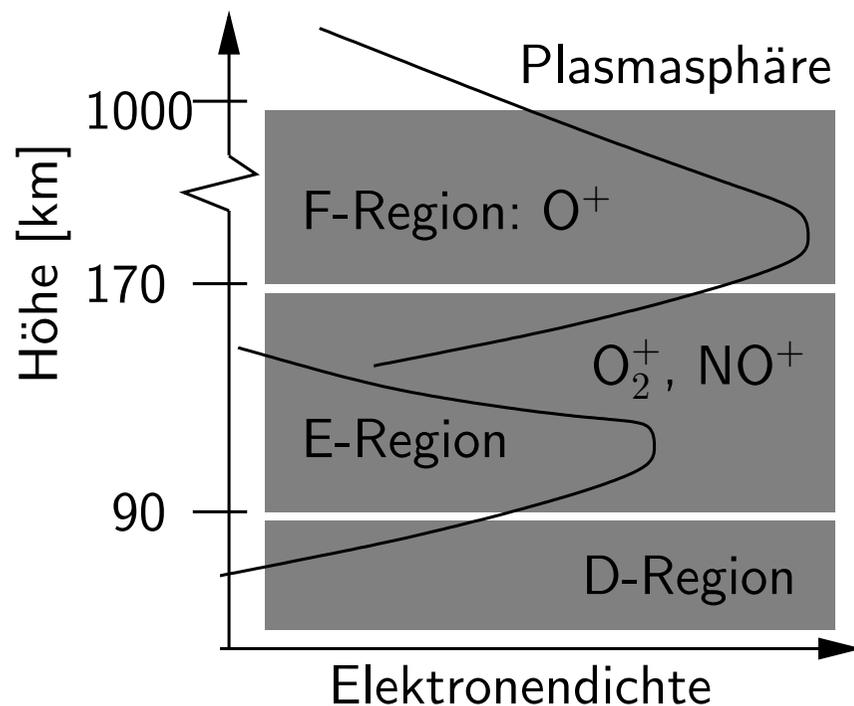
**Ionisation:** durch UV und energiereiche Teilchen. Höhenabhängig wegen Absorption durch verschiedene Ionen/Atome/Moleküle, Abhängigkeit von der Tageszeit und solarer Aktivität

**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 in Abonnementen die entsprechenden Daten (Höhenprofile der Elektronendichte) als Ionogramme 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  $\text{m}^2$ .

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  $\text{m}^2$ .

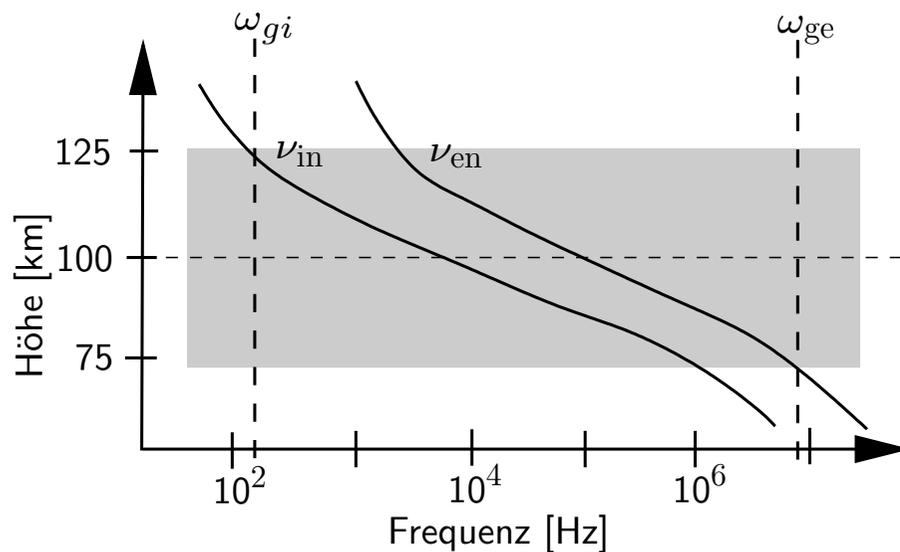
## Leitfähigkeit der Ionosphäre

In der Ionosphäre tragen nicht nur die Elektronen sondern auch die Ionen zur Leitfähigkeit bei. Deshalb kann deren Beitrag einfach zur in der letzten Vorlesung berechneten Leitfähigkeit addiert werden. Wir erhalten dann

$$\begin{aligned}\sigma_P &= \left( \frac{\nu_{en}}{\nu_{en}^2 + \omega_{ge}^2} + \frac{m_e}{m_i} \frac{\nu_{in}}{\nu_{in}^2 + \omega_{gi}^2} \right) \frac{n_e e^2}{m_e}, \\ \sigma_H &= - \left( \frac{\omega_{ge}}{\nu_{en}^2 + \omega_{ge}^2} + \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_{gi}}{\nu_{in}^2 + \omega_{gi}^2} \right) \frac{n_e e^2}{m_e}, \\ \sigma_{||} &= \left( \frac{1}{\nu_{en}} + \frac{m_e}{m_i} \frac{1}{\nu_{in}} \right) \frac{n_e e^2}{m_e}.\end{aligned}\tag{20}$$

Die Leitfähigkeit wird also einerseits durch die Stoßfrequenzen der Ionen und Elektronen mit dem Neutralgas bestimmt, andererseits durch die Gyrofrequenzen

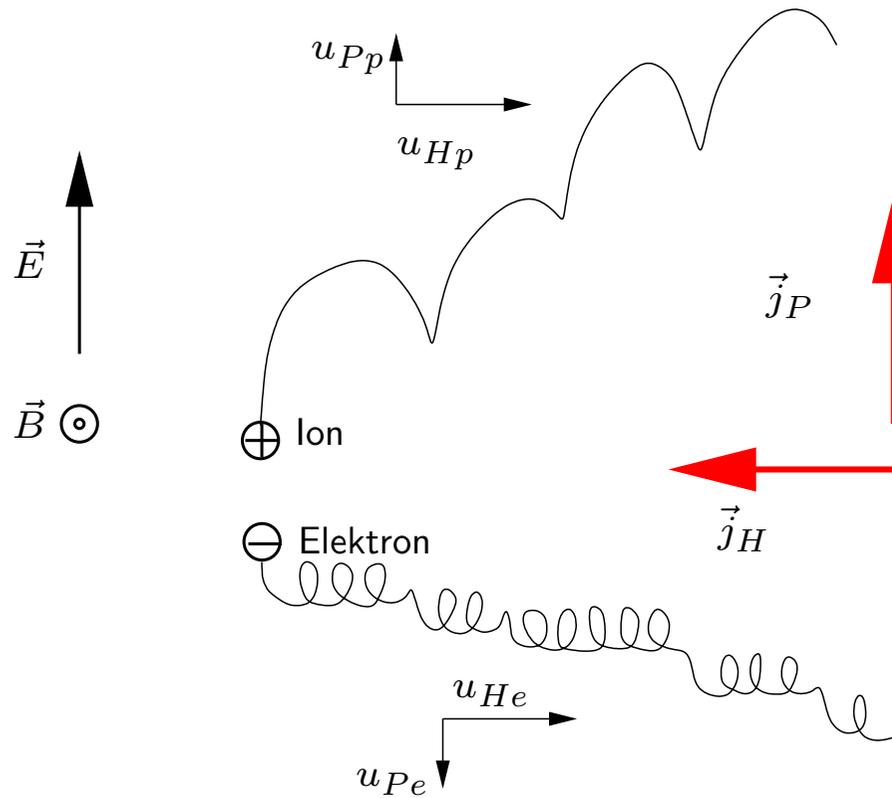
der Ionen und Elektronen im Magnetfeld. Diese sind in der E-Region der Ionosphäre fast konstant, weil sich das irdische Magnetfeld hier nicht stark ändert.



Die Gyrofrequenzen der Elektronen und (Sauerstoff-)Ionen sind deshalb links als konstante (höhenunabhängige) gestrichelte Linien eingezeichnet. Die Stoßfrequenzen mit dem Neutralgas sind als durchgezogenen Linien sichtbar. Unterhalb ca. 75 km sind Elektronen und Ionen durch Stöße mit dem Neutralgas dominiert. Darüber überwiegt für Elektronen bis ca. 125 km Höhe die Gyrofrequenz.

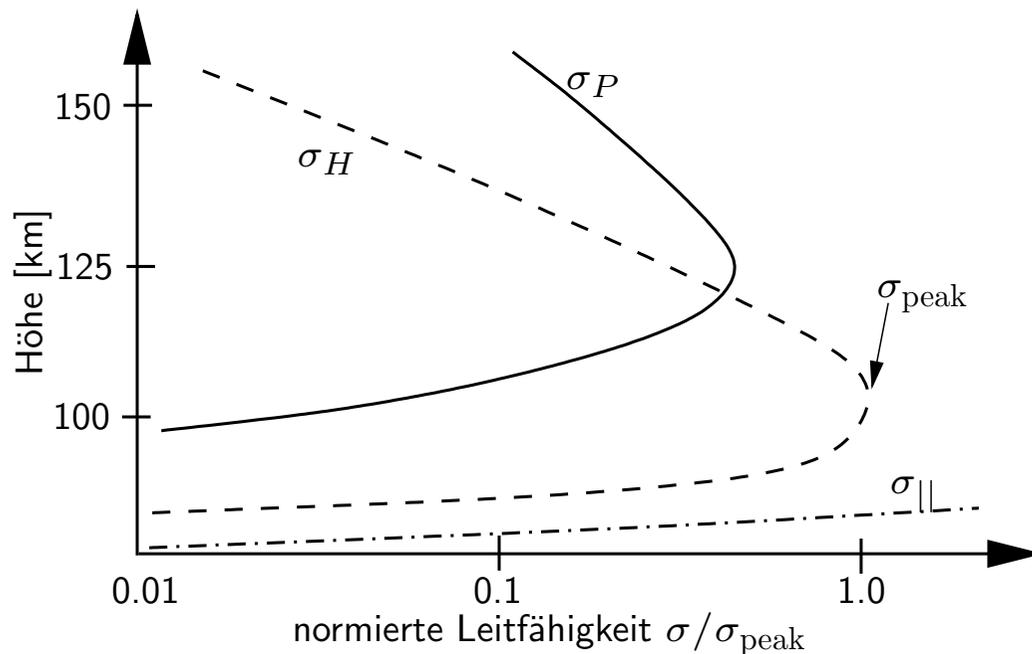
Über dieser Schicht ist auch die Ionengyrofrequenz größer als deren Stoßfrequenz mit dem Neutralgas.

## Ströme in der Ionosphäre



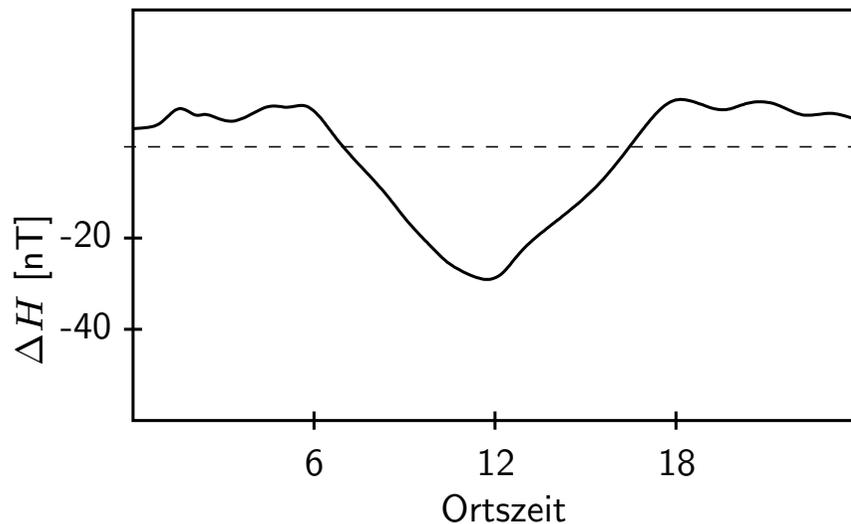
Die soeben beschriebene unterschiedliche Beweglichkeit der Elektronen und Ionen führt zur sog. **ionosphärischen Dynamoschicht**. In etwa 75 km Höhe stoßen Elektronen erst nach einem vollständigen Umlauf (einer Gyroperiode) und darüber noch seltener mit einem neutralen Gaspartikel. In etwa 100 km Höhe stoßen sie erst nach  $\sim 100$  Gyrationen mit einem Neutralgaspartikel und können deshalb, siehe links, einen Hall-Strom führen. Die Ionen bleiben aber in dieser Höhenregion immer an das Neutralgas gebunden. Sie stoßen viel öfter (etwa 100 Mal) mit Neutralgaspartikeln, als dass sie eine

Gyration durchführen könnten, weshalb sie sich mit dem Neutralgas bewegen müssen. Ab etwa 125 km Höhe sind auch die Ionen vom Neutralgas unabhängig und bewegen sich, wie die Elektronen, auf Bahnen, die durch systematische Bewegungen und das Magnetfeld vorgeschrieben werden. Deshalb sind die in der Abb. gezeigten Hall- und Pedersenströme auch so unterschiedlich. Die Elektronen spüren bereits ab 100 km eine  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, die Ionen nicht. Die Elektronen führen deshalb einen Hallstrom senkrecht zu  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$ , während die Ionen noch durch ihre häufigen Stöße an das Neutralgas gebunden sind. Die Ionen, die bis in eine Höhe von ca. 125 km vor einer jeden Gyration durch einen Stoß mit einem Neutralenteilchen wieder isotrop gestreut werden, vermögen erst oberhalb von ca. 125 km einen Pedersen-Strom zu führen. Dieser folgt im Wesentlichen dem elektrischen Feld und ist deshalb senkrecht zum Hall-Strom der Elektronen gerichtet. Oberhalb der E-Region sind Stöße zwischen geladenen und neutralen Teilchen sowohl für Elektronen wie auch für Ionen selten und wir haben für Ionen wie auch Elektronen denselben  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift zu verzeichnen.



Die Abb. links fasst die ionosphärischen Leitfähigkeiten zusammen. Die parallele Leitfähigkeit ist immer größer als Hall- oder Pedersen-Leitfähigkeit. Unterhalb ca. 125 km dominiert die Hall-Leitfähigkeit, darüber die Pedersen-Leitfähigkeit. Dieser Sachverhalt äußert sich darin, dass die Ströme in der Ionosphäre fast ausschließlich parallel zum Magnetfeld fließen und die

elektrischen Felder deshalb auch nur senkrecht dazu entstehen. Die soeben besprochenen Hall- und Pedersenströme sind klein im Vergleich zu den Strömen parallel zu  $\vec{B}$ .



Beobachtungen von systematischen Abnahmen der geomagnetischen Feldstärke um die Mittagszeit (Abb. links) haben schon Gauß dazu geführt, Ströme in der oberen Atmosphäre als eine mögliche Erklärung heranzuführen. Diese Ströme werden durch thermosphärische Winde induziert, wie wir im Folgenden sehen werden. Wir definieren dazu ein Koordinatensystem in welchem

die  $z$ -Achse parallel zum Magnetfeld stehe und die Winde senkrecht dazu in  $x$ -Richtung fließen. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass  $\vec{B}$  senkrecht auf der Erdoberfläche stehe und die Winde parallel dazu. Die Bewegungsgleichung in der horizontalen Richtung lautet im stationären Gleichgewicht

$$n_q q_q \vec{u}_q \times \vec{B} + n_q m_q \nu_{q,n}^* (\vec{u}_n - \vec{u}_q) = 0, \quad (21)$$

wo der Index  $q$  für Ionen oder Elektronen steht und  $n$  für das Neutralgas. Komponentenweise lautet die Gleichung

$$\begin{aligned} q_q u_{q,y} B + m_q \nu_{q,n}^* (u_n - u_{q,x}) &= 0, \\ -q_q u_{q,x} B - m_q \nu_{q,n}^* u_{q,y} &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Die Lösungen sind

$$\begin{aligned} u_{q,x} &= \frac{(\nu_{qn}^*)^2}{(\nu_{q,n}^*)^2 + \omega_q^2} u_n, \\ u_{q,y} &= -\frac{\nu_{q,n}^* \omega_q}{(\nu_{q,n}^*)^2 + \omega_q^2} u_n, \end{aligned} \quad (23)$$

wo  $\omega = qB/m_q$  die Gyrofrequenz und  $\nu_{q,n}^*$  die Stoßfrequenz der Teilchensorte  $q$  mit dem Neutralgas ist.

Mit der Abb. auf Seite 28 können wir nun die Ströme in der Ionosphäre abschätzen. In der grau schattierten Dynamo-Schicht gilt  $\nu_{i,n}^* \gg \omega_i$  und  $\nu_{e,n}^* \ll \omega_e$ . Damit werden Glg. 23 zu

$$\begin{aligned}
 u_{i,x} &\approx u_n & \text{und} & & u_{e,x} &\approx (\nu_{e,n}^*/\omega_e)^2 u_n \ll u_{i,x} \\
 u_{i,y} &\approx -(\omega_i/\nu_{i,n}^*) u_n \ll u_{i,x} & \text{und} & & u_{e,y} &\approx (\nu_{e,n}^*/\omega_e) u_n \ll u_{i,x}.
 \end{aligned} \quad (24)$$

Wegen den zahlreichen Stößen mit dem Neutralgas fließen die Ionen im Wesentlichen mit dem Neutralgas während die Elektronen an das Magnetfeld gebunden sind. Folglich fließt eine Stromdichte

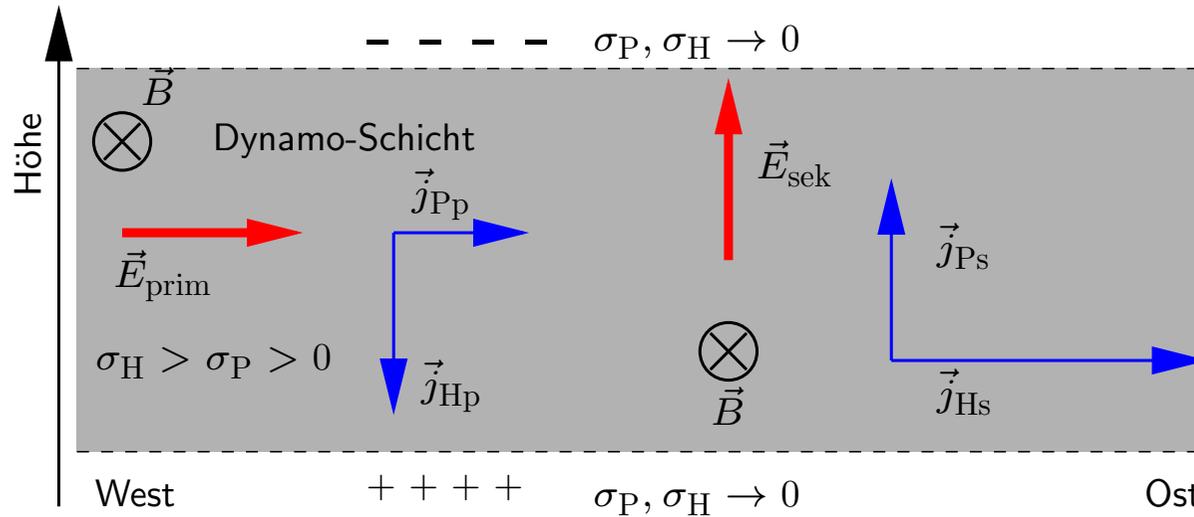
$$j_x \approx enu_n.$$

Für  $u_n \approx 75$  m/s und  $n_q \approx 10^{11}$  m<sup>-3</sup> erhalten wir eine Stromdichte von ca. 1.2 μA/m<sup>2</sup>. Mit einer Dicke der Schicht von ca. 50 km erhalten wir  $\mathcal{J} \approx 60$

mA/m, was eine Änderung der horizontalen Komponente des geomagnetischen Feldes von etwa 50 nT bewirkt ( $\Delta H \approx \mu_0 \mathcal{J} / 2 \approx 50 \text{ nT}$ ).

Dieser Effekt kann auch als **ionosphärischer Dynamo** aufgefasst werden. Die Wind-induzierten Ströme erzeugen ein elektrisches Dynamofeld  $\vec{E} \approx \vec{u}_n \times \vec{B}$ .

# Der äquatoriale Elektrojet



Am Äquator herrschen besonders starke thermosphärische Winde, die zum sog. **äquatorialen Elektrojet** führen, der in einer Breite von einigen hundert Kilometern um diese Region das geomagnetische Feld (50 - 100 nT) verändert.

Am Äquator ist das geomagnetische Feld fast parallel zur Erdoberfläche und zeigt von Süd nach Nord entlang der  $x$ -Achse. Ein durch die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Magnetosphäre erzeugtes globales primäres elektrisches Feld  $\vec{E}_p$  zeigt hier tagsüber von West nach Ost, siehe Abb. Zusammen mit dem Magnetfeld führt dies zu einem ostwärts gerichteten Pedersen-Strom und einem

abwärts gerichteten Hall-Strom. Dadurch werden in der Dynamo-Schicht Ladungen getrennt, die Elektronen fließen nach oben, die Ionen nach unten, wodurch sich ein sekundäres elektrisches Feld  $\vec{E}_{\text{sek}}$  aufbaut, welches nach oben zeigt. Dieses sekundäre Polarisationsfeld erzeugt einen sekundären Pedersen-Strom, der so lange wächst, bis er den primären Hall-Strom gerade kompensiert.

$$j_z = \sigma_H E_{\text{prim}} + \sigma_p E_{\text{sek}} = 0, \quad \text{also} \quad \vec{E}_{\text{sek}} = -\frac{\sigma_H}{\sigma_p} \vec{E}_{\text{prim}}. \quad (25)$$

Gleichzeitig erzeugt dieses sekundäre elektrische Feld aber auch einen sekundären Hall-Strom,  $j_{H,\text{sek}} = -\sigma_H \vec{E}_{\text{sek}} = \frac{\sigma_H^2}{\sigma_p} \vec{E}_{\text{prim}}$ , der parallel zum primären Pedersen-Strom fließt und wir haben als Summe der Ströme

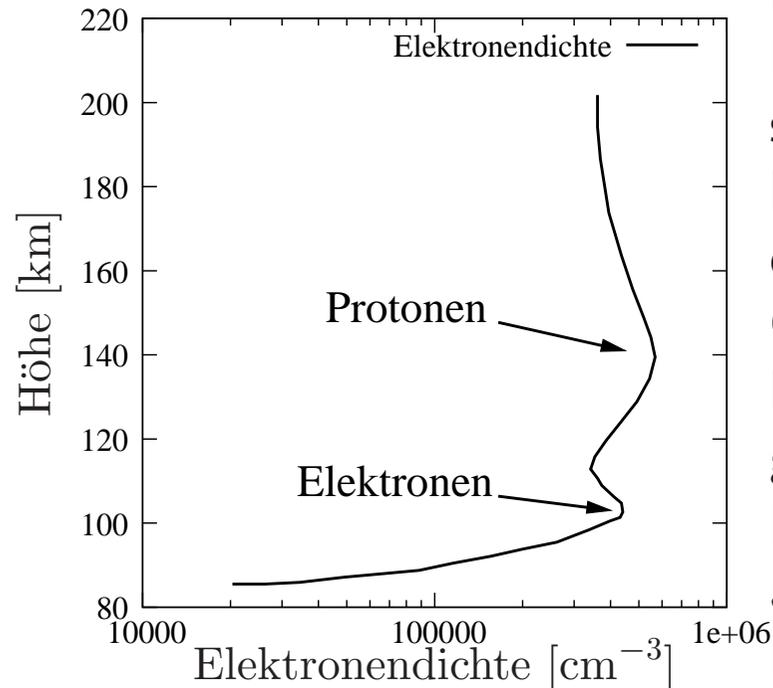
$$j_{\text{aeq}} = j_{p,\text{prim}} + j_{H,\text{sek}} = \sigma_p \vec{E}_{\text{prim}} - \sigma_H \vec{E}_{\text{sek}} = \sigma_p \vec{E}_{\text{prim}} + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_p} \vec{E}_{\text{prim}} \doteq \sigma_C \vec{E}_{\text{prim}}, \quad (26)$$

wo  $\sigma_C$  die sog. **Cowling Leitfähigkeit** ist,

$$\sigma_C = \sigma_p + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_p}, \quad (27)$$

welche für typische Werte für das Verhältnis  $\sigma_H/\sigma_p \approx 4$  wesentlich größer als die Pedersen-Leitfähigkeit wird und so die sehr hohen Stromdichten am Äquator erklären kann.

## 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  $N_2^+$ ), 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.