



# **Thermische Evolution und Habitabilität erdähnlicher Exoplaneten**

**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades  
"doctor rerum naturalium" (Dr. rer. nat.)  
in der Wissenschaftsdisziplin Astrophysik

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Potsdam

von

**Christine Bounama**

Potsdam, 4. Oktober 2007

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:  
Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Weitergabe unter gleichen  
Bedingungen 2.0 Deutschland

Um die Lizenz anzusehen, gehen Sie bitte zu:

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.0/de/>

Elektronisch veröffentlicht auf dem  
Publikationsserver der Universität Potsdam:  
<http://opus.kobv.de/ubp/volltexte/2008/1648/>

urn:nbn:de:kobv:517-opus-16486

[<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus-16486>]

**Autorenadresse**

Christine Bounama  
Potsdam-Institut für Klimafolgenforschung e.V.  
PF 601203  
14412 Potsdam



<b>Inhaltsverzeichnis</b> .....	I
<b>Abbildungsverzeichnis</b> .....	IV
<b>Tabellenverzeichnis</b> .....	IX
<b>Zusammenfassung</b> .....	X
<b>Abstract</b> .....	XII
<b>1. Einleitung</b> .....	1
1.1 Die Entwicklung des Weltbildes.....	1
1.2 Die Suche nach Leben im Sonnensystem.....	1
1.3 Die Entdeckung extrasolarer Planeten.....	3
1.4 Vom Modell Erde zu Exoplaneten.....	4
1.5 Gliederung der Arbeit.....	5
<b>2. Erdsystemmodell</b> .....	6
2.1 Das thermische Evolutionsmodell.....	6
2.1.1 Einführung.....	6
2.1.2 Parametrisierte Konvektionsmodelle.....	7
2.1.3 Mantelrheologie und Volatilengehalt.....	8
2.1.4 Re- und Entgasung von Mantelvolatilen.....	10
2.1.5 Die Schmelztiefe.....	13
2.1.6 Kopplung der Modelle.....	14
2.1.7 Ergebnisse der Modellrechnungen zur thermischen Evolution.....	15
2.2 Die Überlebensspanne der Biosphäre.....	20
2.2.1 Einführung.....	20
2.2.2 Das Bilanzmodell für den atmosphärischen CO <sub>2</sub> -Gehalt.....	23
2.2.2.1 Parametrisierung der Verwitterung.....	24
2.2.2.2 Das Klimamodell.....	25

2.2.2.3	Parametrisierung der Sonnenleuchtkraft .....	26
2.2.2.4	Parametrisierung der Bioproduktivität .....	27
2.2.2.5	Parametrisierung der geodynamisch beeinflussten Quellen .....	28
2.2.3	Stationäre Lösung des Bilanzmodells .....	29
2.2.4	Ergebnisse für die Überlebensspanne der Biosphäre .....	29
2.3	Die photosynthetisch-aktive habitable Zone .....	33
2.3.1	Einführung .....	33
2.3.2	Modellbeschreibung .....	34
2.3.3	Ergebnisse für die pHZ .....	37
<b>3.</b>	<b>Modell für Supererden</b> .....	<b>41</b>
3.1	Einführung .....	41
3.2	Die thermische Evolution von Supererden .....	43
3.2.1	Skalengesetze für Masse und Radius .....	43
3.2.1.1	Ozeanplaneten und Supererden .....	43
3.2.1.2	Materialabhängige Masse-Radius-Beziehungen .....	45
3.2.1.3	Messgenauigkeiten zur möglichen Differenzierung .....	47
3.2.2	Anwendung der Skalengesetze .....	49
3.3	Die pHZ für Supererden .....	52
3.4	Die Überlebensspanne der Biosphäre für Supererden .....	56
3.5	Beispiel Gliese 581 .....	58
3.5.1	Beschreibung des Planetensystems Gliese 581 .....	58
3.5.2	Berechnung der pHZ .....	59
3.5.3	Gebundene Rotation .....	62
3.5.4	Leben auf Gliese 581d? .....	63

<b>4. Quantifizierung der Rare-Earth-Hypothese</b> .....	65
4.1 Einführung .....	65
4.2 Methodik .....	67
4.3 Entfernung zum nächsten Planeten mit komplexem Leben .....	70
4.4 Der Rare-Earth-Faktor .....	73
<b>Literaturverzeichnis</b> .....	75
<b>Danksagung</b> .....	86
<b>Lebenslauf</b> .....	87
<b>Erklärung</b> .....	88

## Abbildungsverzeichnis

**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Erde mit den Größen im parametrisierten Konvektionsmodell.  $T_m$ : mittlere Manteltemperatur,  $q_m$ : mittlerer Mantelwärmefluss,  $\rho_m$ : mittlere Dichte des Mantels,  $Q$ : Rate der Energieproduktion durch den Zerfall von radioaktiven Wärmequellen im Mantel,  $T_s$ : Oberflächentemperatur,  $R_c$ : innerer Mantelradius,  $R_m$ : äußerer Mantelradius. .... 7

**Abbildung 2.2:** a) Schematische Darstellung der Entgasung an mittelozeanischen Rücken. Die Rücken produzieren neue Ozeanbodenoberfläche mit der Rate  $S$  (Oberfläche/Zeit). Die Größe  $d_m$  repräsentiert die typische Tiefe, aus der Volatile ausgegast werden. Das Produkt der beiden Größen ist das Entgasungsvolumen. b) Schematische Darstellung der Mantelregasung an Subduktionszonen. Die Volatile, die sich in der Basaltschicht (Dicke  $d_{bas}$ ) befinden, werden zusammen mit der ozeanischen Platte subduziert. Ein Effektivitätsfaktor  $R_v$  bestimmt, welcher Anteil der Volatile wirklich den tiefen Mantel erreicht.  
(aus McGovern und Schubert, 1989) ..... 11

**Abbildung 2.3:** Schema des Volatilaustauschs zwischen den Mantel- und den Oberflächenreservoirs (nach Bounama et al., 2001). .... 12

**Abbildung 2.4:** Schematisches Diagramm der Geotherme und des Solidus im Mantel.  $\Delta T$  ist die Temperaturdifferenz über die thermische Grenzschicht. Die Schmelztiefe  $d_m$  unter mittelozeanischen Rücken ist definiert als die Tiefe, in der aufsteigendes Mantelmaterial den Schmelzpunkt für Basalt erreicht und wo intensives Aufschmelzen und Differentiation stattfinden. Mantelvolatiles werden aus dieser Tiefe durch diesen Segregationsvorgang freigesetzt. .... 13

**Abbildung 2.5:** Kontinentwachstumsmodelle. a) konstante Kontinentfläche, b) lineares Wachstum, c) verzögertes lineares Wachstum, d) approximierte Wachstumsfunktion (Collerson und Kamber, 1999), e) episodisches Wachsen (Condie, 1990). Die Kontinentfläche ist auf den heutigen Wert für die Erde normiert für die Kurven a)-d) bei  $t = 4,6$  Ga und für d) bei  $t = 4,5$  Ga. .... 15

**Abbildung 2.6:** Abhängigkeit der heutigen Regasungsrate  $R_{H_2O}$  von der Gesamtmenge an Wasser im Erdsystem. Die thermische Entwicklung der Erde wurde dabei mit dem Kontinentwachstumsmodell von Condie (1990) berechnet. .... 17

**Abbildung 2.7:** Ergebnisse der Berechnung der thermischen Evolution bei Anwendung des Kontinentwachstumsmodells nach Condie (1990): Die zeitliche Entwicklung a) der mittleren Manteltemperatur, b) des Mantelwärmefluss, c) der Rayleighzahl, d) der Viskosität, e) des Oberflächenreservoirs relativ zu einer Ozeanmasse und f) der Spreadingrate. Die gestrichelte Kurve entspricht einem



Startwert für die mittlere Manteltemperatur von 2400K, die durchgezogenen Linie von 3000K. 4,6 Ga entsprechen dem heutigen Zeitpunkt..... 19

**Abbildung 2.8:** Der globale Kohlenstoffkreislauf. Je höher die mittlere globale Oberflächentemperatur ist, desto mehr CO<sub>2</sub> wird durch Verwitterung chemisch aus der Atmosphäre gebunden, zum Ozean transportiert, dort abgelagert und in den Mantel subduziert. Da an mittelozeanischen Rücken und Vulkanen sowie an Subduktionszonen Kohlenstoff wieder freigesetzt wird und sich in der Atmosphäre ansammeln kann, ist der CO<sub>2</sub>-Gehalt der Atmosphäre durch Rückkopplungsprozesse regulierbar. (Abbildung 1 aus Bounama et al., 2002)..... 21

**Abbildung 2.9:** Ergebnisse der Berechnungen des zeitlichen Verlaufs des atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Gehalts von Lovelock und Whitfield (1982) und Caldeira und Kasting (1992). Der weiße Korridor bezeichnet den Bereich von Umweltbedingungen, in dem Biomasseproduktion möglich ist, im schraffierten Bereich allerdings nur durch C<sub>4</sub>-Pflanzen. (nach Bounama et al. 2004)..... 22

**Abbildung 2.10:** Diagramm zur Darstellung der grundlegenden Mechanismen und Wechselwirkungen im Bilanzmodell. Die gestrichelten Pfeile markieren die externen Einwirkungen, die anderen Pfeile die Richtung des Einflusses im System. Der Hauptrückkopplungsmechanismus zur Klimastabilisierung ist mit den fett markierten Pfeilen gekennzeichnet..... 24

**Abbildung 2.11:** Die biologische Produktivität  $\Pi$  normalisiert auf den heutigen Wert  $\Pi_0$  als Funktion der Oberflächentemperatur  $T_s$  und des atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Partialdrucks  $P_{atm}$ . (Franck et al. 2001)..... 27

**Abbildung 2.12:** Zeitliche Entwicklung der *geophysical forcing ratio* ohne (GFR<sub>1</sub>=a) und mit Skalierung der Quellen über die Schmelztiefe (GFR<sub>2</sub>=b) für das Referenzmodell unter Berücksichtigung verschiedener Kontinentwachstumsszenarien: episodisches Wachstum (Condie, 1990) [schwarz], konstante Kontinentfläche [rot], verzögertes lineares Wachstum [grün], lineares Wachstum [blau]..... 30

**Abbildung 2.13:** Zeitliche Entwicklung der atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Konzentration ohne (GFR<sub>1</sub>=a) und mit Skalierung der Quellen über die Schmelztiefe (GFR<sub>2</sub>=b) für das Referenzmodell unter Berücksichtigung verschiedener Kontinentwachstumsszenarien: episodisches Wachstum (Condie, 1990) [schwarz], konstante Kontinentfläche [rot], verzögertes lineares Wachstum [grün], lineares Wachstum [blau]. In den grauen Bereichen ist die Bioproduktivität Null: (I)  $T_s > 100^\circ\text{C}$ , (II)  $T_s < 0^\circ\text{C}$ , (III)  $P_{atm} < P_{min}$ . Im weißen Bereich ist Bioproduktivität möglich..... 32

**Abbildung 2.14:** Die habitable Zone für die Nullalter-Hauptreihe (zero age main sequence HZ) als Funktion der Zentralsternmasse (in solaren Massen  $M_\odot$ ) nach

Kasting et al. (1993). Die Entfernung (distance) ist in astronomischen Einheiten (AU) angegeben. Die gestrichelten Linien markieren die Grenzen des Bereichs der vermutlichen Akkretionszone terrestrischer Planeten. Die gepunktete Linie beschreibt den Abstand, bei dem ein Planet gebunden rotieren würde (tidal locking).  
 ..... 33

**Abbildung 2.15:** Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (Leuchtkraft  $L$  in Abhängigkeit von der effektiven Temperatur  $T_{\text{eff}}$ ) für Zentralsterne im Massebereich 0,8 bis 2,5  $M_{\odot}$ . Es wurde nur die Hauptreihenentwicklung berücksichtigt. Aufeinander folgende Punkte für die massenspezifischen Graphen markieren einen Zeitschritt von 1 Ga. (Franck et al. 2000b) ..... 36

**Abbildung 2.16** Die photosynthetisch-aktive habitable Zone (grüner Abstandsbereich in AE) im Sonnensystem in Abhängigkeit von der Zeit für vier verschiedene Kontinentwachstumsszenarien: a) verspätetes lineares Wachstum, b) episodisches Wachstum (Condie 1990), c) lineares Wachstum, d) konstante Kontinentfläche. Die horizontalen gestrichelten Linien markieren den Abstand der Venus ( $\ominus$ ), der Erde ( $\oplus$ ), und des Mars ( $\♂$ ) zur Sonne. Die Ergebnisse basieren auf  $GFR_1$ . ..... 37

**Abbildung 2.17** Die photosynthetisch-aktive habitable Zone (Abstandsbereich in AE) im Sonnensystem in Abhängigkeit von der Zeit für episodisches Kontinentwachstum (Condie 1990) basierend auf  $GFR_1$  (grüner Bereich) und  $GFR_2$  (grün gestreifter Bereich). ..... 39

**Abbildung 2.18** Die pHZ eines Erdzwillings im Abstand 1 AE (grüner Bereich) in Abhängigkeit von der Zentralsterne Masse (in Sonnenmassen  $M_{\odot}$ ). Die Domäne im Diagramm, in der sich die HZ eines Erdzwillings potentiell befinden könnte (weißer Bereich) wird durch zwei Faktoren begrenzt (grauer Bereich): (I)  $t > \tau_H$  und (II)  $t > t_{\text{max}}$ . (III) bezeichnet den Bereich gebundener Rotation (schraffierter Bereich). (nach Franck et al. 2000b und Bounama et al. 2004b) ..... 40

**Abbildung 3.1:** Die zeitliche Entwicklung des Mantelwärmefluss' für Supererden mit  $1M_{\oplus}$  (durchgezogene Linie),  $5M_{\oplus}$  (gepunktete Linie) und  $10M_{\oplus}$  (Strich-Punkt-Linie) für eine relative Kontinentfläche von 0,3 als Ergebnis des vorgestellten thermischen Evolutionsmodells. .... 51

**Abbildung 3.2:** Die zeitliche Entwicklung der Rayleighzahl für Supererden mit  $1M_{\oplus}$  (durchgezogene Linie),  $5M_{\oplus}$  (gepunktete Linie) und  $10M_{\oplus}$  (Strich-Punkt-Linie) für eine relative Kontinentfläche von 0,3 als Ergebnis des vorgestellten thermischen Evolutionsmodells. .... 52

---

**Abbildung 3.3:** Die zeitliche Entwicklung der GFR-Werte für Supererden mit  $1M_{\oplus}$  (durchgezogene Linie),  $5M_{\oplus}$  (gepunktete Linie) und  $10M_{\oplus}$  (Strich-Punkt-Linie) für eine relative Kontinentfläche von 0,3. .... 53

**Abbildung 3.4:** Die zeitliche Entwicklung der pHZ (farbiges Gebiet) um einen Zentralstern mit Sonnenmasse für eine Supererde mit a)  $1M_{\oplus}$ , b)  $5M_{\oplus}$  und c)  $10M_{\oplus}$ . Die einzelnen Farben kennzeichnen die pHZs, die sich für eine bestimmte relative Kontinentfläche ergeben. Die horizontalen gestrichelten Linien markieren den Abstand der Venus ( $\text{♀}$ ), der Erde ( $\oplus$ ) und des Mars ( $\text{♂}$ ) zur Sonne. Im schraffierten Bereich hat der Zentralstern das Rote-Riese-Stadium erreicht ( $t \geq \tau_H$ ), d.h. das extrasolare Planetensystem ist nicht mehr habitabel. .... 55

**Abbildung 3.5:** Die Zeit  $\tau_H$ , die ein Stern auf der Hauptreihe verbringt (nukleare Zeitspanne) in Abhängigkeit von der Zentralsternmasse (Gleichung 2.3.4). Die gestrichelte Linie markiert den Wert für unsere Sonne. .... 53

**Abbildung 3.6:** Die maximale Lebensspanne der Biosphäre  $t_{\max}$  in Abhängigkeit von der Planetenmasse dargestellt für bestimmte relative Kontinentflächen  $r_c$ . .... 56

**Abbildung 3.7:** Die kritische Zentralsternmasse in Abhängigkeit von der Planetenmasse bis zu der die Überlebensspanne der Biosphäre  $t_{se}$  ausschließlich durch die maximale Lebensspanne  $t_{\max}$  bestimmt wird (farbiger Bereich) und nicht durch das Ende der Hauptreihenentwicklung des Zentralsterns (weißer Bereich).  
..... 58

**Abbildung 3.8:** Die pHZ um Gliese 581 für eine Supererde mit  $5M_{\oplus}$  (linke Seite) und eine Supererde mit  $8M_{\oplus}$  (rechte Seite) bei einer Leuchtkraft des M-Sterns von a)  $0,011L_s$ , b)  $0,013L_s$  und c)  $0,015L_s$  als Funktion des Systemalters und in Abhängigkeit von der relativen Kontinentfläche. Der maximale  $\text{CO}_2$ -Partialdruck beträgt 10 bar. Zum Vergleich sind die Positionen der drei Gliese 581-Planeten und die Positionen von Venus, Erde und Mars, die auf die Leuchtkraft von Gliese 581 skaliert wurden, eingezeichnet. Der vertikale Balken bei 2 Ga beschreibt den Abstandsbereich der jeweiligen Supererde, der durch die mögliche exzentrische Bahn beschrieben wird. Im Gebiet unterhalb der schwarzen Kurve würden die Planeten gebunden rotieren. .... 61

**Abbildung 4.1:** Die reskalierte Sternbildungsrate  $SFR$  und die Bildungsrate erdähnlicher Planeten  $PFR$  berechnet nach Lineweaver (2001). Die vertikalen gepunkteten Linien bezeichnen den Zeitpunkt der Erdentstehung (Earth's origin) und den heutigen Zeitpunkt (Present). Die Zeit (time) ist in Milliarden Jahren (Gyr) angegeben. (Abbildung 2 aus Bounama et al. 2007). .... 72

**Abbildung 4.2:** Die zeitliche Entwicklung der Entfernung  $d_{98}$  zwischen erdähnlichen Planeten, die möglicherweise primitive Lebensformen (gestrichelte Linie) und komplexe Lebensformen (durchgezogenen Linien) beherbergen. Letztere sind mit dem toxischen CO<sub>2</sub>-Wert in ppm gekennzeichnet. Die vertikalen gepunkteten Linien bezeichnen den Zeitpunkt der Erdentstehung (Earth's origin) und den heutigen Zeitpunkt (Present). Die Zeit nach dem Big Bang (time) ist in Milliarden Jahren (Gyr) angegeben. Der graue Bereich ist der Detektionsbereich der DARWIN-Mission der ESA, die für die nächste Dekade geplant ist. Rechts sind die korrespondierenden heutigen Werte für die Wahrscheinlichkeit  $p$  in Abhängigkeit von der Entfernung, in der man einen entsprechenden Planeten finden würde, dargestellt. (Abbildung 3 aus Bounama et al. 2007). ..... 73

**Abbildung 4.3:** Die zeitliche Entwicklung des *Rare-Earth-Factors* (REF), dem Verhältnis zwischen erdähnlichen Planeten mit vermutlich primitivem Leben zu denen mit vermutlich komplexem Leben. Die Kurven sind mit dem toxischen CO<sub>2</sub>-Wert in ppm gekennzeichnet. Die vertikalen gepunkteten Linien bezeichnen den Zeitpunkt der Erdentstehung (Earth's origin) und den heutigen Zeitpunkt (Present). Die Zeit nach dem Big Bang (time) ist in Milliarden Jahren (Gyr) angegeben. Im dunkelgrauen Bereich (no life – kein Leben) werden keine habitablen Planeten gebildet, im hellgrauen Bereich (no complex life – kein komplexes Leben) existieren ausschließlich Planeten, die mit primitivem Leben besiedelt sein könnten. (Abbildung 4 aus Bounama et al. 2007). ..... 74

## Tabellenverzeichnis

<b>Tabelle 2.1.</b> Arbeitsgrößen für das thermische Modell.....	16
<b>Tabelle 2.2.</b> Werte für die Überlebensspanne der Biosphäre im Referenzmodell..	30
<b>Tabelle 2.3.</b> Koeffizienten zur Bestimmung der Hauptreihenentwicklung.....	35
<b>Tabelle 2.4</b> Der optimale Abstand der Erde zur Sonne $R_{opt}$ , die maximale Überlebensspanne $t_{s,max}$ und die Verlängerung der Überlebensspanne der Biosphäre bei optimalem Abstand $\Delta t_{s,max}$ .....	38
<b>Tabelle 3.1:</b> Parameter zur Berechnung der thermischen Evolution von Supererden ( $1M_{\oplus}$ , $5M_{\oplus}$ , $10M_{\oplus}$ ) die sich von den Arbeitsgrößen für die Erde (Tabelle 2.1) unterscheiden.....	50
<b>Tabelle 3.2:</b> Parameter für zur Bestimmung der maximalen Überlebensspanne von Supererden $t_{max}$ in Abhängigkeit von der Planetenmasse: $r_c$ ist die relative Kontinentfläche, $t_{max,\oplus}$ die maximale Überlebensspanne für einen Planeten mit Erdmasse und c der Exponent in Gleichung 3.4.2.....	57
<b>Tabelle 3.3:</b> Parameter zur Berechnung der thermischen Evolution der Supererden Gl 581c ( $5M_{\oplus}$ ) und Gl 581d ( $8M_{\oplus}$ ), die sich von den Arbeitsgrößen für die Erde (Tabelle 2.1) unterscheiden.....	60

### Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Methoden der Erdsystemanalyse auf die Untersuchung der Habitabilität terrestrischer Exoplaneten angewandt. Die thermische Evolution eines Planeten wird dabei in Zusammenhang mit der Leuchtkraftentwicklung seines Zentralsterns gebracht. Ausgehend von einem Modell für die Erde im Sonnensystem wird ein Erdzwilling um andere Zentralsterne betrachtet und danach ein massereicherer erdähnlicher Planet untersucht.

Mit Hilfe eines thermischen Evolutionsmodells mit volatilenabhängiger Rheologie für die Gesamtmantelkonvektion der Erde wird die sogenannte geophysikalische Antriebsrate *GFR* bestimmt, die den Einfluss der vulkanischen Aktivität und der Kontinentfläche auf das globale Klima in Kurzform beschreibt. Zur Definition einer photosynthetisch-aktiven habitablen Zone (pHZ) wird eine hypothetische globale Biosphäre parametrisiert, deren Lebensformen eine Temperaturtoleranz von 0°C bis 100°C besitzen und bis zu einem minimalen CO<sub>2</sub>-Partialdruck von 10<sup>-5</sup> bar Photosynthese ausüben können. Ein einfaches Klimamodell liefert bei gegebener Leuchtkraft des Zentralsterns und CO<sub>2</sub>-Konzentration der planetaren Atmosphäre die Oberflächentemperatur, die in die Berechnung der Produktivität der Biosphäre eingeht. Abhängig vom Kontinentwachstumsszenarium ergibt sich für die Erde eine Überlebensspanne der Biosphäre  $t_s$  von 650 bis 850 Millionen Jahren. Die pHZ verschiebt sich zunächst zeitlich mit Zunahme der Sonnenleuchtkraft nach außen und verengt sich dann durch die thermische Entwicklung des Planeten, bis sie vollkommen verschwindet. Dieser Zeitpunkt entspricht einem optimalen Erdabstand zur Sonne von etwa 1,1 AE bei dem sich  $t_s$  um etwa 1 Milliarde Jahre verlängert. Heute erstreckt sich die pHZ im Sonnensystem von 0,954 AE bis 1,221 AE. Die pHZ lässt sich für Erdzwillinge auch um andere Zentralsterne bestimmen, indem man die Leuchtkraftentwicklung auf der Hauptreihe dieser Sterne parametrisiert.

Mit der Hilfe eines Skalengesetzes für Masse und Radius von  $R \propto M^{0,27}$  wird die thermische Evolution von *Supererden* berechnet und die entsprechenden *GFR*-Werte bestimmt. *Supererden* sind massereiche (bis zu 10M<sub>⊕</sub>), felsige Planeten mit einer der Erde ähnlichen chemischen und mineralischen Zusammensetzung ohne eine signifikante Gashülle aus H<sub>2</sub> und He. Ihr Wassergewichtsanteil liegt unter 10%. Je massereicher der Planet ist, desto größer sind die resultierenden *GFR*-Werte und entsprechend länger ist die maximale Lebensspanne  $t_{max}$ . Die *GFR*-Werte und  $t_{max}$  sind für einen Planeten mit definierter Masse umso kleiner, je mehr seine Oberfläche mit Kontinenten bedeckt ist. Für *Supererden*, die keine ausgeprägten Land- oder Wasserwelten sind, konnte ein Skalengesetz ermittelt werden:  $t_{max} \propto M^{0,14}$ . Größere  $t_{max}$ -Werte führen nicht notwendigerweise zu einer Verlängerung der Habitabilität von *Supererden*. Die Lebensspanne kann auch durch das Ende der Hauptreihenentwicklung des Zentralsterns begrenzt sein. Für masseärmere Hauptreihensterne bis 0,9 Sonnenmassen (K- und M-Sterne) ist aber die Überlebensspanne einer parametrisierten, photosynthetisch-aktiven Biosphäre

immer durch  $t_{\max}$  bestimmt und nicht durch die Sternentwicklung limitiert. Die Anwendung der beschriebenen Methoden auf das Planetensystem Gl 581, das vermutlich einen Planeten von Neptungröße und zwei *Supererden* beherbergt, zeigt, dass sich die gebunden rotierende  $8M_{\oplus}$ -*Supererde* Gl 581d in der pHZ befindet.

Ward und Brownlee stellten 1999 in ihrem Buch *Rare Earth* die These auf, dass komplexes Leben im Universum vermutlich sehr selten ist, wohingegen primitives Leben weit verbreitet sein könnte. Im Rahmen dieser Arbeit wird versucht, die *Rare-Earth-Hypothese* erstmals zu quantifizieren. Dazu wird die aufgestellte Theorie zur pHZ angewandt und eine hypothetische Biosphäre parametrisiert, die unterschiedliche Temperatur- und  $\text{CO}_2$ -Toleranzen für komplexe und primitive Lebensformen unter Beachtung der extremen Bedingungen am äußeren Rand der pHZ annimmt. Die mittlere Anzahl von komplex und primitiv belebten Erdzwillingen wird mit Hilfe der Planetenbildungsrate in der Milchstraße und der berechneten Größe der pHZ für beide Lebensformen bestimmt. Komplex belebte Planeten wären demnach mindestens 100mal seltener. Ihre maximale Anzahl wurde vor 1,8 Milliarden Jahren erreicht und sinkt seitdem. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 98% könnte der nächste, mit primitiven Leben besiedelte Planet 30 Lichtjahre entfernt sein. Der nächste mit komplexem Leben besiedelte Erdzwilling wäre dagegen 130 bis 200 Lichtjahre entfernt. Vorausgesetzt, die Modellergebnisse treffen zu, dann könnten die zukünftigen Missionen DARWIN (ESA) mit einer Wahrscheinlichkeit von 27% - 65% und TPF (NASA) mit 6% - 20% in der Lage sein, mindestens einen Planeten mit einer komplexen Biosphäre in ihrem angenommenen Beobachtungsbereich nachzuweisen.

## Abstract

In this thesis methods of Earth system analysis are applied to the investigation of the habitability of terrestrial exoplanets. Therefore the thermal evolution of a planet is linked to the luminosity evolution of its central star. Based on a model of the Earth in the solar system an Earth twin orbiting an arbitrary main sequence star is investigated and subsequently the analysis is extended to more massive Earth-like planets.

With the help of a thermal evolution model for the Earth with volatile dependent rheology for whole mantle convection we determine the so-called geophysical forcing ratio (GFR). It describes the influence of the volcanic activity and the continental area on the global climate in the most concise form. For the definition of the photosynthesis-sustaining habitable zone (pHZ) a hypothetical global biosphere is parameterized. The appropriate life forms feature a temperature tolerance from 0°C to 100°C. They are able to perform photosynthesis down to a minimum CO<sub>2</sub> partial pressure of 10<sup>-5</sup> bar. For given a central star luminosity and CO<sub>2</sub> concentration of the planetary atmosphere a simple climate model yields the surface temperature, which enters into the calculation of the productivity of the biosphere. Dependent on the continental growth scenario the life span of the terrestrial biosphere  $t_s$  is 650 to 850 million years. Firstly, with increasing solar luminosity the pHZ shifts outwards in time and afterwards due to the thermal evolution of the planet it narrows until it vanishes. This point in time when the pHZ vanishes correlates to an optimum distance of the Earth from the Sun of about 1.1 AU. The  $t_s$  is extended at about 1 Ga. At present the pHZ in the solar system ranges from 0.954 AU to 1.221 AU. For Earth twins it can also be determined around other main sequence stars.

With the help of a scaling law for mass and radius of  $R \propto M^{0.27}$  the thermal evolution of super-Earths is calculated and the GFR values are determined. Super-Earths are massive (up to 10M<sub>⊕</sub>) rocky planets with a chemical and mineralogical composition like Earth. They do not have a significant gaseous envelope of H<sub>2</sub> and He. Their water weight fraction stays below 10%. The GFR values increase with planetary mass resulting in an extended maximum life span of the biosphere  $t_{max}$ . GFR values and  $t_{max}$  for a planet with a given mass are as smaller as more planetary surface is covered by continents. For Super-Earths, which are no pronounced land or water worlds, a scaling law can be formulated:  $t_{max} \propto M^{0.14}$ . Bigger values for  $t_{max}$  are not necessarily resulting in a longer duration of habitability. In fact the pHZ of super-Earths can be limited by the end of the main sequence evolution of the central star. For less massive stars up to 0.9 solar masses (K and M stars) the realised life span of the parameterised photosynthetic biosphere is always determined by  $t_{max}$  and not by the nuclear time span of the host star. The application of the methods to the planetary system around Gl 581 shows that the tidally locked super-Earth Gl 581d with 8M<sub>⊕</sub> orbits its central star within the pHZ.



## ABSTRACT

---

In 1999 in a book named *Rare Earth* Ward and Brownlee argued that complex life may be very rare in the Universe while primitive life is likely common and widespread. For the first time we tried to quantify this Rare-Earth-Hypothesis. Therefore the introduced theory of the pHZ is applied and a hypothetical biosphere assuming different temperature and CO<sub>2</sub> tolerances for complex and primitive life forms under extreme conditions at the outer edge of the pHZ is parameterized. The average number of Earth twins that could harbor complex and primitive life forms was calculated with the help of the planet formation rate in the Milky Way and the size of the pHZ for both life forms. Planets predicted to bear complex life are 100 times rarer than primitive life bearing planets. The maximum abundance of such planets was around 1.8 Ga before present and is subsequently declining. The distance to the closest planet inhabited by primitive life is 30 lyr, and the probability of finding this planet within this distance is 98%. In contrast, the distance to the closest Earth twin inhabited by complex life might be 130 to 200 lyr. If the model predictions are accurate, at least one planet with a complex photosynthetic-active biosphere could be found during the future DARWIN – ESA (probability of 27% to 65%) and TPF – NASA (probability of 6% to 20%) missions given their predicted detection range.



# 1. Einleitung

## 1.1 Die Entwicklung des Weltbildes

Noch vor drei Jahrhunderten war das uns heute so selbstverständliche heliozentrische Weltbild Ursache heftiger Auseinandersetzungen zwischen der Kirche und den Naturwissenschaftlern. Das ptolemäische oder geozentrische Weltbild war bis dahin das beherrschende Fundament der Glaubensauslegung in Fragen der natürlichen Schöpfung. Es war undenkbar, dass die Erde ihren göttlich bestimmten Platz nicht im Zentrum der Sterne einnahm.

Kopernikus (1473-1543), angeregt durch antike Überlieferungen und seine astronomischen Studien, entwarf ein heliozentrisches Weltbild. Diese kopernikanische Lehre wurde durch Johannes Kepler's (1571-1630) Gesetze der Planetenbewegung gestützt. Giordano Bruno (1548-1600) schrieb 1584 in *De l'infinito universo e mondi* (Über das Unendliche, das Universum und die Welten): *„Es gibt zahllose Sonnen und zahllose Erden, die alle genauso um ihre Sonnen kreisen wie die sieben Planeten unseres Systems. Wir sehen nur die Sonnen, weil sie die größten Himmelskörper sind und leuchten, während ihre Planeten unsichtbar für uns bleiben, weil sie kleiner sind und nicht leuchten. Die zahllosen Welten im Universum sind nicht schlechter und nicht weniger bewohnt als unsere Erde... Verwerft die Theorien, nach denen die Erde der Mittelpunkt des Universums ist!“* Seine Ansicht, dass die Erde nicht allein im Universum ist und dass ein direkter Blick auf extrasolare Planeten schwer möglich sein könnte, entspricht dem heutigen Wissensstand. Die Erkenntnis, dass das Sonnensystem nur einen winzigen Teil des gesamten Universums darstellt, setzte sich erst ab dem 18. Jahrhundert durch.

## 1.2 Die Suche nach Leben im Sonnensystem

Der Glaube, es existiere intelligentes Leben auf anderen Himmelskörpern, reicht weit in die Antike zurück. So schrieb Metrodorus, ein griechischer Philosoph des vierten Jahrhunderts vor Christus: *„Die Erde als einzige bevölkerte Welt im unendlichen Weltraum zu betrachten ist genauso absurd wie die Behauptung, nur ein Samen in einem ganzen mit Hirse besäten Acker werde sprießen.“* Epikur, ein griechischer Denker des vierten vorchristlichen Jahrhunderts, schrieb: *„Es gibt unendlich viele Welten, manche ähnlich, manche unähnlich unserer Welt ... Wir müssen glauben, dass es in sämtlichen Welten Tiere und Pflanzen gibt, so wie wir sie von unserer Welt her kennen.“*

Mit dem ersten künstlichen Satelliten in der Erdumlaufbahn begann 1957 eine neue Epoche. Seitdem ist die genauere Untersuchung des Sonnensystems durch die

bemannte und unbemannte Raumfahrt möglich und die bis dahin aufgestellten Theorien über Leben auf anderen Planeten konnten auf den Prüfstand kommen.

1962 bestimmte die Raumsonde Mariner 2 die thermische Strahlung der Venus mit 425°C. Weitere Sonden stellten fest, dass die Atmosphäre Säuren enthält und über 90 bar Bodendruck aufweist. Schon Ende der 60er Jahre war damit klar, dass es auf der Venus kein Leben geben konnte.

Mars stand seit 1877 mit Schiaparelli's Entdeckung eines Netzes von 79 *Canali* als Kandidat für einen belebten Planeten im Mittelpunkt des Interesses. 1965 flog die Sonde Mariner 4 erstmals am Mars vorbei. 1970 kreiste Mariner 9 in einer Umlaufbahn um diesen Planeten. 1976 landeten Viking 1 und 2 erstmals auf der Oberfläche mit der Aufgabe, Anzeichen für Leben zu finden. Beide Sonden analysierten Bodenproben mit Hilfe von drei biologischen Experimenten. Beide Sonden konnten kein Leben nachweisen. 1984 fand eine Antarktisexpedition in den Allan Hills den Meteoriten ALH84001. Er wurde 1993 als 4,5 Milliarden Jahre alter Marsmeteorit identifiziert. 1996 meldeten McKay et al. die Entdeckung chemischer Biomarker und möglicher Mikrofossilien in ALH84001. Heute hält man eine nicht-biologische Entstehung der Strukturen in diesem Meteoriten für wahrscheinlicher (Golden et al. 2004). Es bleibt die Vermutung, dass der Mars vor der Erde Leben gebildet haben könnte, aber nach etwa 1 Milliarde Jahren seine Atmosphäre und das Wasser verlor.

Im Jahr 1997 startete die Cassini/Huygens-Mission zum Saturnsystem. Das Raumfahrzeug Cassini erreichte im Jahr 2004 eine Umlaufbahn um den Saturn und erforscht seitdem den Riesenplaneten und seine Monde. Die Sonde Huygens wurde Ende 2004 von Cassini abgetrennt und landete am 14. Januar 2005 erfolgreich auf Titan. Auf dem Saturnmond könnte es Leben geben. Wenn es auf Titan tatsächlich Flüsse und Seen aus flüssigem Methan gibt (die Bilder der europäischen Sonde Huygens sprechen dafür), dann kann nach Ansicht einiger Wissenschaftler diese Flüssigkeit die Rolle übernehmen, die Wasser für das Leben auf der Erde spielt (Benner et al. 2004).

Der Galileo-Orbiter erreichte das Jupitersystem im Dezember 1995 und beobachtete unter anderem den Mond Europa. Durch den Gezeiten effekt von Jupiter und den anderen Monden ist dessen Oberfläche außergewöhnlich eben, es sind kaum Krater zu sehen, dafür viele Risse und Spalten in der Oberfläche aus Eis. Die Aufnahmen von Galileo lassen vermuten, dass durch einige Spalten erst vor kurzer Zeit Wasser aufgequollen ist. Unter einer kilometertiefen Eisschicht könnte sich ein Ozean befinden. Damit wäre zumindest eine der Voraussetzungen für Leben - flüssiges Wasser - gegeben. Als Energie käme die Aufheizung durch die Gezeitenreibung in Frage.

Bis zum heutigen Tag konnte noch kein Leben auf anderen Planeten oder Monden in unserem Sonnensystem zweifelsfrei nachgewiesen werden. Dabei spielt sicher eine Rolle, was für Lebenszeichen man vermutet und wie man diese Lebenszeichen (Biomarker) detektieren kann. Grundlegende Arbeiten zur Beantwortung der Frage,

ob es Leben auf Planeten außerhalb unseres Sonnensystems gibt, wurden von Lovelock (1965, 1975) und Hitchcock und Lovelock (1967) durchgeführt. Sie diskutierten die generellen Wechselwirkungen zwischen Leben und planetarer Umgebung.

### 1.3 Die Entdeckung extrasolarer Planeten

Die ersten Planeten überhaupt, die außerhalb unseres Sonnensystems entdeckt wurden, umkreisen den Pulsar mit dem Namen PSR B1257+12. Der erste Exoplanet in einem Orbit um einen sonnenähnlichen Stern wurde 1995 von Mayor und Queloz vom Observatorium Genf mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode entdeckt. Der Planet 51 Peg b kreist im 4,2-Tage-Takt um den etwa 40 Lichtjahre von der Erde entfernten Stern Pegasus 51 und hat 0,47 Jupitermassen.

Exoplaneten im Orbit um sonnenähnliche Sterne können bis heute nicht mit Teleskopen direkt beobachtet werden, da sie sehr lichtschwach sind. Sie werden von dem um ein Vielfaches helleren Zentralstern überstrahlt. Deshalb kommen bislang für den Nachweis solcher Planeten hauptsächlich indirekte Methoden in Betracht:

- die Transitmethode (Helligkeitsschwankungen des Sterns durch Abdeckung vom Planeten während der Durchquerung der Sichtachse),
- die Radialgeschwindigkeitsmethode (spektrale Untersuchung der Bewegungskomponente des Sterns in Sichtrichtung, verursacht durch die Bewegung von Stern und Planet um den gemeinsamen Schwerpunkt),
- die astrometrische Methode (Messung der Bewegungskomponente des Sterns quer zur Sichtrichtung relativ zu anderen Sternen, ebenfalls verursacht durch die Bewegung von Stern und Planet um den gemeinsamen Schwerpunkt) und
- die Gravitational-Microlensing-Methode (Verstärkung des Lichts eines Hintergrundobjekts durch Gravitationslinsenwirkung eines Vordergrundsterns).

Bis heute konnten mehr als 200 Exoplanetenkandidaten indirekt ermittelt werden (Die Enzyklopädie der extrasolaren Planeten: <http://exoplanet.eu>). In seltenen Fällen sind die heutigen Teleskope in der Lage, Exoplaneten direkt zu finden. Das ist nur möglich, wenn der Planet sehr groß, weit vom Stern entfernt und jung ist, so dass er heiß ist und intensive Infrarotstrahlung emittiert. Bisher wurden 4 Planetenkandidaten mit bildgebenden Methoden beobachtet. Nur in einem Fall wurde der Planetenstatus bisher bestätigt (Chauvin et al. 2004).

Bei fast allen bislang entdeckten Kandidaten handelt es sich um Riesenplaneten. Mit Voranschreiten der Technik konnten jetzt aber auch kleinere Objekte, die nur

einige Erdmassen ( $M_{\oplus}$ ) besitzen, nachgewiesen werden. Udry et al. (2007) veröffentlichten aktuell die Entdeckung von zwei sogenannten *Supererden* mit etwa  $5M_{\oplus}$  und  $8M_{\oplus}$  um den Roten Zwerg Gliese 581 im Sternbild Waage, der ungefähr 20 Lichtjahre entfernt ist. Der kleinere Planet Gl 581c wurde sogar als *Zweite Erde* gefeiert, da er von seinen Dimensionen der bisher erdähnlichste entdeckte Planet ist und für seine Oberfläche Temperaturen vermutet wurden, die die Existenz von flüssigem Wasser ermöglicht hätten. Tatsächlich erhält er relativ mehr Strahlung von Gl 581 als die Venus von der Sonne und ist damit vermutlich unbewohnbar.

Die aktuellen Entdeckungen zeigen die Wichtigkeit von umfassenden Habitabilitätsuntersuchungen für extrasolare Planeten. Zur Beantwortung der Frage, ob es auf diesen Planeten Leben geben könnte, muss man feststellen, ob sie ihren Zentralstern innerhalb der habitablen (bewohnbaren) Zone umkreisen. Dazu sind die Betrachtung der Entwicklung des Sterns und des Planeten notwendig. Weitere Faktoren, die die Habitabilität eines Exoplaneten limitieren können wie z.B. die Bahnstabilität oder das Vorhandensein eines Magnetfeldes, sollten ebenfalls abgeschätzt werden.

### 1.4 Vom Modell Erde zu Exoplaneten

Um Aussagen über die Bewohnbarkeit extrasolarer Planeten machen zu können, sollte man in erster Näherung Erkenntnisse über das Erdsystem auf extrasolare Planetensysteme übertragen. Hierbei kann man Modelle der Erdsystemanalyse nutzen. Der Planet Erde wird dazu als ein sich entwickelndes, offenes System mit Selbstregulationsprozessen betrachtet. Den externen Haupteinfluss hat die Evolution der Sonne. Intern wird das System durch die thermische Evolution der festen Erde angetrieben. Ein Modell koppelt die zunehmende Sonnenleuchtkraft, die Verwitterungsrate der Silikatgesteine und die globale Energiebilanz. So ist es möglich, den  $\text{CO}_2$ -Partialdruck in der Atmosphäre und im Boden, die mittlere globale Oberflächentemperatur und die Bioproduktivität als Funktionen der Zeit zu berechnen. Der wesentliche Punkt dabei ist das langskalige Gleichgewicht im  $\text{CO}_2$ -Haushalt der Atmosphäre. Dieses Gas entweicht aus dem Erdinneren durch geodynamische Prozesse und wird von der Atmosphäre aufgenommen. Durch Verwitterung wird der Atmosphäre  $\text{CO}_2$  wieder entzogen und durch Subduktionsprozesse dem Erdinneren zugeführt. Mit Hilfe der Definition einer photosynthetisch-aktiven Biosphäre in einem bestimmten Temperatur- und  $\text{CO}_2$ -Partialdruckbereich kann man die Lebensdomäne der Erde bestimmen. Durch den modellhaften Austausch der Sonne durch einen anderen Hauptreihenstern, erhält man dann Aussagen über *Erdzwillinge* in extrasolaren Planetensystemen. Die Skalierung der thermischen Evolution für massereichere Planeten erlaubt zusätzlich Aussagen über die Habitabilität von *Supererden*.

## 1.5 Gliederung der Arbeit

Kapitel 2 dieser Arbeit befasst sich mit einer ausführlichen Beschreibung des Erdsystemmodells. Zuerst wird die thermische Entwicklung der Erde dargestellt. Danach wird ein einfaches Bilanzmodell für den globalen Kohlenstoffkreislauf entwickelt, mit dessen Hilfe die Überlebensspanne der Biosphäre berechnet werden kann. Anschließend wird die photosynthetisch-aktive habitable Zone für die Erde um die Sonne definiert und auf andere Zentralsterne erweitert.

Kapitel 3 befasst sich mit der Beschreibung von *Supererden*, d.h. Planeten mit einer bis zu 10 Mal größeren Masse als die der Erde. Mit Hilfe von skalierten Parametern wird ihre thermische Entwicklung berechnet, die Überlebensspanne der Biosphäre in Abhängigkeit von der Planetenmasse ermittelt und die photosynthetisch-aktive habitable Zone in Abhängigkeit von der Leuchtkraft des Zentralsterns bestimmt. Der entwickelte Modellansatz wird auf das extrasolare Planetensystem Gliese 581 angewandt, um Aussagen über die Habitabilität der zwei dort entdeckten *Supererden* machen zu können.

In Kapitel 4 wird eine spezielle Anwendung der hier dargestellten Definition der photosynthetisch-aktiven habitablen Zone präsentiert. Ausgehend von der Berechnung der möglichen Anzahl habitabler erdähnlicher Planeten in der Milchstraße soll die Häufigkeit, wie viele von ihnen mit komplexen Lebensformen besiedelt sein könnten, abgeschätzt werden. Das Ergebnis ist eine erste Quantifizierung der *Rare-Earth-Hypothese* von Ward und Brownlee (1999), die besagt, dass komplexe Lebensformen – Pflanzen, Tiere und Pilze – vermutlich sehr selten im Universum vorkommen, während primitives Leben weit verbreitet sein könnte.

## 2. Erdsystemmodell

### 2.1 Das thermische Evolutionsmodell

#### 2.1.1 Einführung

Mit der Hilfe von parametrisierten Modellen für die Gesamtmantelkonvektion kann man die thermische Entwicklung der Erde und anderer Planeten untersuchen. Parametrisierte Konvektionsmodelle sind im Gegensatz zu vollständig dynamischen Berechnungen (3-D-Mantelkonvektion) stark vereinfachte Modelle. Sie haben allerdings den Vorteil, dass man mit ihrer Hilfe ohne aufwändige Computersimulationen einen adäquaten Parameterbereich der Erde untersuchen kann. Ihr Einsatz ist besonders dann gegeben, wenn man Berechnungen durchführt, die sich über das Alter der Erde erstrecken und hohe Rayleighzahlen (ein Maß für die Stärke der Konvektion im Mantel) voraussetzen. Die thermische Entwicklung von terrestrischen Exoplaneten kann mit solchen Modellen ebenfalls auf einfache Weise simuliert werden. McNamara und van Keken (2000) konnten zeigen, dass die Ergebnisse der parametrisierten Gesamtmantelkonvektion (im Gegensatz zur geschichteten Konvektion) am besten die langfristige Abkühlung der Erde abbilden. Manteltemperatur und Mantelwärmefluss nehmen mit der Zeit ab, während die Viskosität des Mantels zunimmt. Parametrisierte Konvektionsmodelle demonstrieren den sogenannten Thermostateffekt, d.h. die Selbstregulierung der Manteltemperatur über die temperaturabhängige Viskosität.

Jackson und Pollack (1984) analysierten zum ersten Mal den Einfluss einer volatilen-abhängigen Mantelrheologie auf die thermische Entwicklung der Erde. Sie wiesen nach, dass der Volatilengehalt im Mantel dabei ein entscheidender Faktor ist. Zur Berechnung des Volatilenverlustes des Mantelreservoirs und zur Untersuchung der Rückkopplung zwischen Wärmetransport und volatilenabhängiger Viskosität entwickelten McGovern und Schubert (1989) das erste selbstkonsistente Modell. Sie parametrisierten die kinematische Viskosität über die volatilenabhängige Aktivierungsenergie.

Im Folgenden wird das Modell von Franck und Bounama (1995,1997) beschrieben, dass auf Gesamtmantelkonvektion basiert und eine temperatur- und volatilenabhängige Viskosität beinhaltet. Insbesondere ist die Viskosität entsprechend experimentellen Ergebnissen zum Einfluss von Wasser auf das Mantelgestein parametrisiert. Die Entgasungsrate des Mantels ist direkt proportional zur Rate der Ozeanbodenausbreitung (Spreadingrate). Über die Grenzschichttheorie ergibt sich eine analytische Beziehung zwischen dem Mantelwärmefluss, der Spreadingrate und der Ozeanbodenfläche, so dass Modelle für das Kontinentwachstum eingebunden werden können.



## 2.1.2 Parametrisierte Konvektionsmodelle

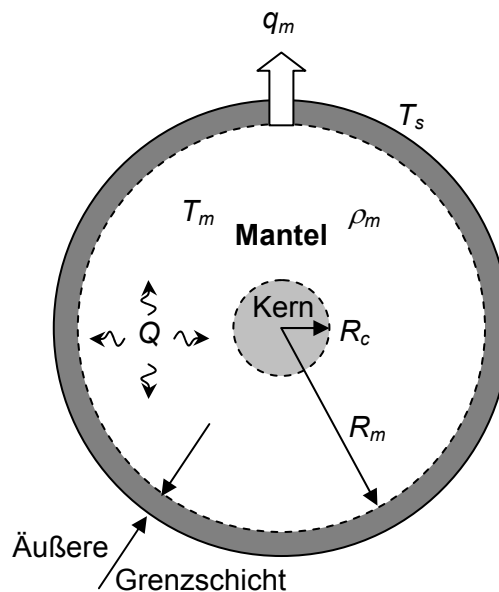
Die zeitliche Änderung der mittleren Manteltemperatur  $T_m$  kann aus der Bilanzgleichung für die Energieerhaltung berechnet werden

$$\frac{4}{3}\pi\rho c (R_m^3 - R_c^3) \frac{dT_m}{dt} = -4\pi R_m^2 q_m + \frac{4}{3}\pi Q (R_m^3 - R_c^3), \quad (2.1.1)$$

wobei  $\rho$  die Dichte,  $c$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck,  $q_m$  der Mantelwärmefluss,  $R_m$  der äußere Mantelradius und  $R_c$  der innere Mantelradius sind. Gleichung 2.1.1 ist die Grundgleichung der parametrisierten Konvektion. Zur Vereinfachung enthält das Modell nicht den Wärmefluss vom Kern, der heute etwa 10% des Oberflächenwärmeflusses ausmacht. Die Rate der Energieproduktion durch den Zerfall von radioaktiven Wärmequellen im Mantel wird durch  $Q$  beschrieben:

$$Q = Q_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (2.1.2)$$

$Q_0$  ist die Anfangsrate der Energieproduktion durch radioaktiven Zerfall,  $\lambda$  die mittlere Zerfallskonstante und  $t$  die Zeit.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Erde mit den Größen im parametrisierten Konvektionsmodell.  $T_m$ : mittlere Manteltemperatur,  $q_m$ : mittlerer Mantelwärmefluss,  $\rho_m$ : mittlere Dichte des Mantels,  $Q$ : Rate der Energieproduktion durch den Zerfall von radioaktiven Wärmequellen im Mantel,  $T_s$ : Oberflächentemperatur,  $R_c$ : innerer Mantelradius,  $R_m$ : äußerer Mantelradius.

Der Mantelwärmefluss  $q_m$  kann mittels der Rayleighzahl  $Ra$  parametrisiert werden:

$$q_m = \frac{k(T_m - T_s)}{(R_m - R_c)} \left( \frac{Ra}{Ra_{cr}} \right)^\beta, \quad (2.1.3)$$

wobei  $k$  die Wärmeleitfähigkeit,  $Ra_{cr}$  die kritische Rayleighzahl für den Einsatz der Konvektion und  $\beta$  eine empirische Konstante sind. Für Letztere wird hier 1/3 angenommen (Christensen 1985). Wärmefluss der auf sogenannte Hotspots (Zentren vulkanischer Aktivität, die nicht direkt durch plattentektonische Prozesse verursacht werden) zurückzuführen ist, wurde nicht berücksichtigt. Die Rayleighzahl für einen konvektiven Mantel ist

$$Ra = \frac{g \alpha (T_m - T_s) (R_m - R_c)^3}{\kappa \nu}, \quad (2.1.4)$$

wobei  $g$  die Schwerebeschleunigung der Erde,  $\alpha$  der thermische Expansionskoeffizient,  $T_s$  die Oberflächentemperatur,  $\kappa$  die Temperaturleitfähigkeit und  $\nu$  die kinematische Viskosität sind. Die Rayleighzahl ist ein Maß für die Stärke der Konvektion. Die Größen des parametrisierten Konvektionsmodells sind schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt.

Das Urey-Verhältnis ist das Verhältnis des Wärmequellenters zum Wärmesenkenterm in der Bilanzgleichung 2.1.1:

$$Ur = \frac{Q(R_m^3 - R_c^3)}{3q_m R_m^2}. \quad (2.1.5)$$

Es beschreibt das Verhältnis der langskaligen Abkühlung zur radioaktiven Erwärmung. Ist  $Ur > 1$ , bedeutet das einen Nettogewinn an Wärme und damit eine Temperaturzunahme im Mantel. Ist  $Ur < 1$ , geht netto Wärme verloren und die Manteltemperatur sinkt. Für die Erde beträgt der heutige Wert etwa 0,8 (Schubert et al. 1980, Jackson und Pollack 1984).

### 2.1.3 Mantelrheologie und Volatilengehalt

Die kinematische Viskosität des Mantels hängt von der Temperatur, dem Druck und dem Volatilengehalt ab. Insbesondere spielt der Gehalt an Wasser eine große Rolle, sodass im Folgenden speziell dieses Volatil betrachtet wird. Es gibt Experimente, die den Einfluss der Wasserfugazität auf die Rheologie der Mantelminerale (Olivine) untersuchen. Hier verwenden wir Ergebnisse für die Olivinrheologie, die sich eigentlich nur auf den oberen Mantel beschränken. Die Untersuchung analoger Mineralien für den tiefen Erdmantel liefert jedoch solche Ergebnisse, die die Extrapolation unserer Parametrisierung der Rheologie auf den gesamten Erdmantel erlaubt.

McGovern und Schubert (1989) parametrisierten die kinematische Viskosität  $\nu$  über die Aktivierungstemperatur  $T_A$  für Festkörperkriechen als eine Funktion des Wassergewichtsanteils  $x$ :

$$\nu = \bar{\nu} \exp(T_A / T_m) \quad \text{mit} \quad (2.1.6)$$

$$T_A = \alpha_1 + \alpha_2 x, \quad (2.1.7)$$

wobei  $\bar{\nu}$ ,  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  empirische Konstanten sind. Der physikalische Hintergrund für diese beiden Gleichungen ist der Ansatz, dass gelöste Volatile wie Wasser die Viskosität der Minerale dadurch beeinflussen, dass sie die Aktivierungsenergie für Festkörperkriechen herabsetzen.

Karato und Toriumi (1989) ermittelten eine Abhängigkeit der Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$  und der Wasserfugazität  $f_{\text{H}_2\text{O}}$  in Form eines Potenzgesetzes:

$$\frac{\dot{\epsilon}_{\text{wet}}}{\dot{\epsilon}_{\text{dry}}} - 1 \approx f_{\text{H}_2\text{O}}^r, \quad (2.1.8)$$

wobei der Exponent  $r$  im Bereich von 1/5 bis 1/3 liegt. Diese Abhängigkeit kann man in einem Modell zur Beschreibung des schwächenden Einfluss' von Wasser verwenden, wo die Deformationsrate proportional zur Konzentration von durch Wasser hervorgerufenen Punktdefekten ist. Darum nehmen wir an, dass die Wasserfugazität proportional zum Wassergewichtsanteil (Gleichung 2.1.7) ist. Damit ergibt sich für Gleichung 2.1.8

$$\dot{\epsilon}_{\text{wet}} = \dot{\epsilon}_{\text{dry}} + K \cdot x^r \dot{\epsilon}_{\text{dry}}. \quad (2.1.9)$$

Die unbekannte Konstante  $K$  kann man aus den Parametern des Fließgesetzes für trockenen und wassergesättigten Olivin von Karato und Wu (1993) ermitteln. Die stationäre Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$  unter trockenen und wassergesättigten Bedingungen ist eine Funktion der Referenztemperatur  $T_{\text{ref}}$ , des Referenzdrucks  $P_{\text{ref}}$  und der Referenzscherspannung  $\sigma$ :

$$\dot{\epsilon}_{\text{sat/dry}} = A_{c,\text{sat/dry}} \left( \frac{\sigma}{\mu} \right)^n \cdot \left( \frac{b}{d} \right)^m \times \exp \left( - \frac{E_{\text{sat/dry}}^* + P_{\text{ref}} V_{\text{sat/dry}}^*}{R \cdot T_{\text{ref}}} \right), \quad (2.1.10)$$

wobei  $A_c$  ein Vorfaktor,  $\mu$  das Schermodul,  $b$  die Länge des Burger-Vektors,  $n$  der Druckexponent,  $m$  der Korngrößenexponent,  $E^*$  die Aktivierungsenergie,  $V^*$  das Aktivierungsvolumen und  $R$  die universelle Gaskonstante sind. Für diese Größen verwenden wir die Fließgesetzparameter für Diffusionskriechen in Olivin von Karato und Wu (1993). Man nimmt an, dass sich die Hauptteile des oberen Mantels entsprechend diesem Mechanismus verhalten. Der Referenzdruck kann unter der Annahme, dass eine wassergesättigte Bedingung bei  $x \approx 0.03\%$  Wassergewichtsanteil vorliegt, bestimmt werden.

$$P_{\text{ref}} = \frac{T_{A,\text{sat}} \cdot R - E_{\text{sat}}^*}{V_{\text{sat}}^*} \quad \text{und} \quad (2.1.11)$$

$$T_{A,\text{sat}} = \alpha_1 + \alpha_2 \cdot 0,0003. \quad (2.1.12)$$

Alle hier verwendeten Größen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Mit Hilfe der Gleichungen 2.1.9 - 2.1.12 kann man die Konstante  $K$  bestimmen und erhält 2029,92. Jetzt ist es möglich Gleichung 2.1.9 zur Berechnung der Abhängigkeit der Kriechrate vom Wassergewichtsanteil zu nutzen. Im Fall einer linearen Rheologie ( $n = 1$ ) ist die kinematische Viskosität  $\nu$  definiert als

$$\nu = \frac{\sigma}{2 \dot{\epsilon}_{\text{wet}}} \cdot \frac{1}{\rho_m}, \quad (2.1.13)$$

wobei  $\dot{\epsilon}_{\text{wet}}$  mit Hilfe von Gleichung 2.1.9 ermittelt wird und  $\rho_m$  die mittlere Dichte des Mantels ist.

#### 2.1.4 Re- und Entgasung von Mantelvolatilen

Volatile entgasen aus dem Mantel an mittelozeanischen Rücken von einem bestimmten Volumen (Entgasungsvolumen), dessen Größe abhängig ist von der Spreadingrate  $S$  (bezogen auf die Fläche) und von der Bildungstiefe der Schmelze  $d_m$  (Abbildung 2.2). Der Entgasungsfluss der Mantelvolatile  $F_{\text{out}}$  (Wasser) ist

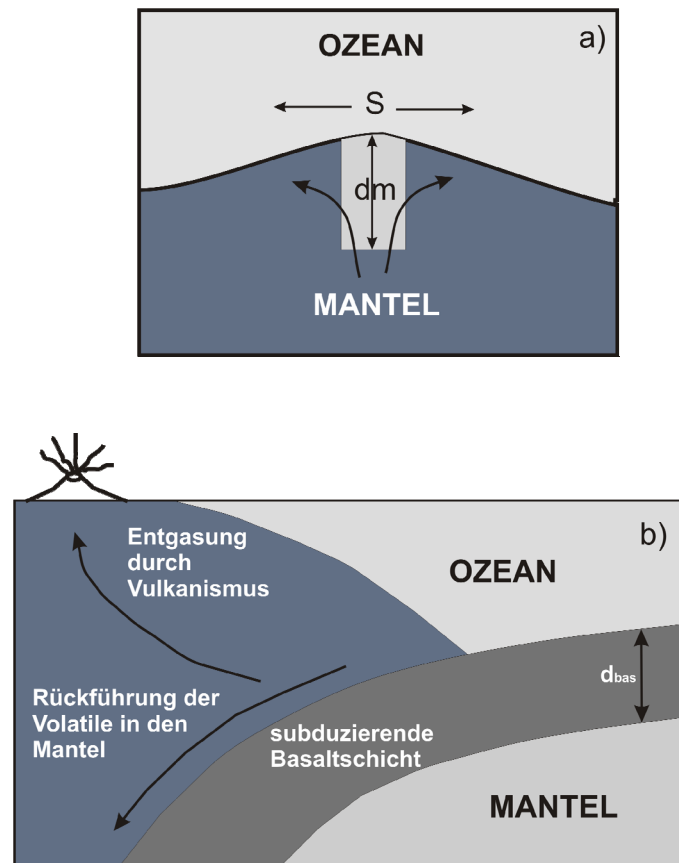
$$F_{\text{out}} = \rho_{mv} d_m S f_v. \quad (2.1.14)$$

$f_v$  ist der prozentuale Anteil von Wasser, der entgast. Die Dichte der Mantelvolatile (Masse des Mantelwassers  $M_{mv}$  pro Mantelvolumen) ist  $\rho_{mv}$ .

$$\rho_{mv} = (M_{\text{tot}} - M_{\text{surf}}) / V_m, \quad (2.1.15)$$

wobei  $M_{\text{tot}}$  der gesamte Wasseranteil im Erdsystem,  $M_{\text{surf}}$  die Masse des Wassers in den Oberflächenreservoirs und  $V_m$  das Volumen des Mantels sind. Für die Gesamtmenge an Wasser, die sich im Erdsystem befindet, gibt es verschiedene Abschätzungen die zwischen etwa 1,5 und 20 Ozeanmassen liegen (eine nähere Betrachtung dazu in Bounama et al. 2001). Spektroskopische Untersuchungen (Murakami et al. 2002) haben gezeigt, dass allein die Minerale des unteren Mantels in der Lage wären, etwa 5 Ozeanmassen Wasser zu speichern. Dazu kommt die Speicherkapazität der Minerale der Übergangszone zwischen oberem und unterem Mantel von etwa 6 Ozeanmassen Wasser. Für unser Modell nehmen wir an, dass insgesamt 10 Ozeanmassen Wasser im Erdsystem enthalten sind:  $M_{\text{tot}} = 10 M_{\text{oc}}$ . Unsere Annahme eines relativ „feuchten“ Mantels ergibt sich aus den durchgeführten Berechnungen zur thermischen Evolution (siehe Abschnitt 2.1.7). Im Gegensatz dazu favorisiert ein Modell für den globalen geologischen

Wasserkreislauf von Rüpke et al. (2006) einen eher trockenen Mantel mit weniger als einer Ozeanmasse. Die genaue Größe des Gesamtinventars an Wasser (vor dem Hintergrund der enormen Speicherkapazität des Mantels) ist unbekannt und wird weiterhin diskutiert.



**Abbildung 2.2:** a) Schematische Darstellung der Entgasung an mittelozeanischen Rücken. Die Rücken produzieren neue Ozeanbodenoberfläche mit der Rate  $S$  (Oberfläche/Zeit). Die Größe  $d_m$  repräsentiert die typische Tiefe, aus der Volatile ausgegast werden. Das Produkt der beiden Größen ist das Entgasungsvolumen. b) Schematische Darstellung der Mantelregasung an Subduktionszonen. Die Volatile, die sich in der Basaltschicht (Dicke  $d_{bas}$ ) befinden, werden zusammen mit der ozeanischen Platte subduziert. Ein Effektivitätsfaktor bestimmt ( $R_{H_2O}$ ), welcher Anteil der Volatile wirklich den tiefen Mantel erreicht. (nach McGovern und Schubert 1989)

Die Rückführung der Volatile in den Mantel – die Regasung – findet in den Subduktionszonen statt. Der Regasungsfluss  $F_{reg}$  ist

$$F_{reg} = f_{bas} \rho_{bas} d_{bas} S R_{H_2O} , \quad (2.1.16)$$

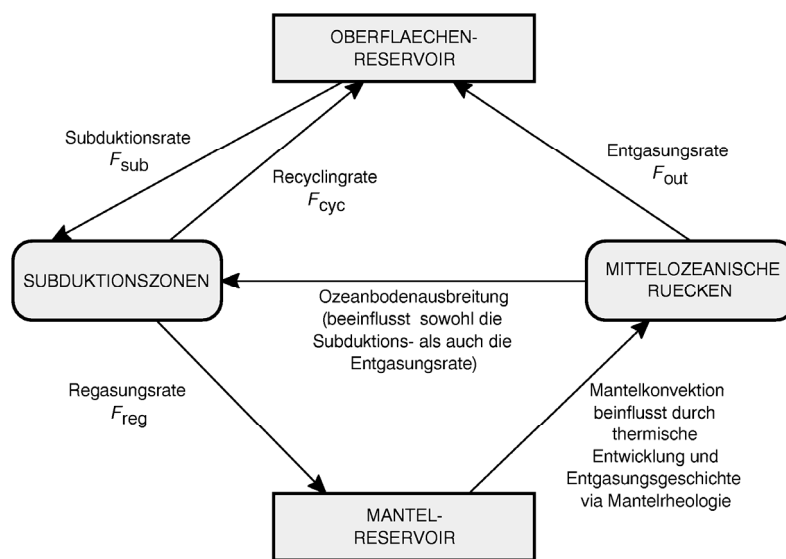
wobei  $f_{\text{bas}}$  der Massenanteil von Wasser,  $\rho_{\text{bas}}$  die Dichte und  $d_{\text{bas}}$  die mittlere Dicke der Basaltschicht sind.  $R_{\text{H}_2\text{O}}$  ist ein Effektivitätsfaktor der angibt, welcher Wasseranteil in den tiefen Erdmantel gelangt, anstatt zur Oberfläche zurückzukehren, also der Quotient aus dem Regasungsfluss und dem Subduktionsfluss  $F_{\text{sub}}$ . Der resultierende Fluss für den Anteil der Volatile (Wasser), die sofort wieder an die Oberfläche gelangen (recycelt werden)  $F_{\text{cyc}}$  kann man folgendermaßen beschreiben:

$$F_{\text{cyc}} = F_{\text{sub}} - F_{\text{reg}} \quad (2.1.17)$$

Die Differentialgleichung für die Masse der Mantelvolatile  $M_{mv}$  lautet:

$$\frac{dM_{mv}}{dt} = F_{\text{reg}} - F_{\text{out}} \quad (2.1.18)$$

Die generellen Zusammenhänge zwischen den einzelnen Flüssen beim Volatilaustausch zwischen den Mantel- und Oberflächenreservoirs sind in Abbildung 2.3 dargestellt.



**Abbildung 2.3:** Schema des Volatilaustauschs zwischen den Mantel- und den Oberflächenreservoirs (nach Bounama et al. 2001).

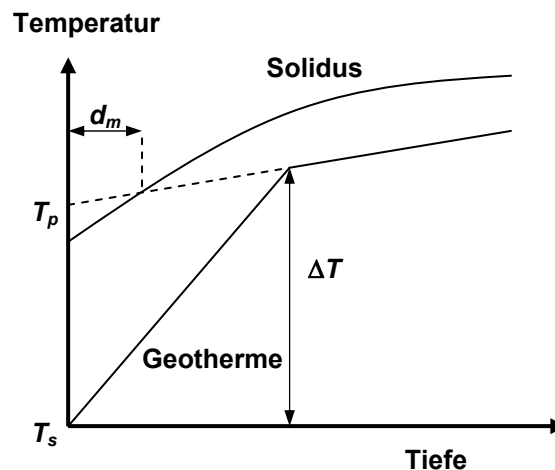
Die Regasungsrate  $R_{\text{H}_2\text{O}}$  wird mit einer einfachen linearen Abhängigkeit von der zeitabhängigen mittleren Manteltemperatur parametrisiert:

$$R_{\text{H}_2\text{O}} = R_T \cdot [T_m(0) - T_m(t)] + R_{\text{H}_2\text{O},0} \quad (2.1.19)$$

Der Faktor  $R_T$  wird im Modell so angepasst, dass sich heute genau eine Ozeanmasse an Wasser im Oberflächenreservoir befindet. Der Startwert der Regasungsrate  $R_{H_2O,0}$  ist Null. Je größer  $R_{H_2O,0}$  gewählt wird, desto geringer ist der heutige Wert für  $R_{H_2O}$ . Bebout (1996) ermittelte einen aktuellen Bereich für  $R_{H_2O}$  von 0,85 bis 0,95 und Ito et al. (1983) geben einen Wert von 0,9 an. Bis jetzt ist aber noch unsicher, wie viel subduziertes Wasser durch Verflüchtigung vor der eigentlichen Subduktion in den Mantel verloren geht. Deshalb sind diese geochemisch gewonnenen Werte vermutlich überschätzt.

### 2.1.5. Die Schmelztiefe

Die Schmelztiefe  $d_m$  ist die Tiefe, bei der aufsteigendes Material aus dem Mantel den Schmelzpunkt des Mehrphasensystems Basalt erreicht und ein umfassendes Schmelzen sowie Schmelzsegregation (Entmischung) auftreten. Diese Tiefe ändert sich über geologische Zeiträume in Abhängigkeit von der Temperatur des aufsteigenden Mantelmaterials. Um  $d_m$  zu berechnen, muss man die Solidustemperatur  $T_{sol}$  und die potenzielle Manteltemperatur  $T_p$  kennen. Bei der Solidustemperatur liegt das Mantelmaterial vollständig in fester Phase vor.  $T_p$  ist repräsentativ für die Temperatur des aufsteigenden Mantelmaterials. Die potenzielle Temperatur ist definiert als die Temperatur einer Flüssigkeitsmasse, die diese annimmt, wenn sie bis zu einem konstanten Referenzdruck (hier der Druck an der Oberfläche) adiabatisch dekomprimiert wird. Heute beträgt  $T_p$  unter mittelozeanischen Rücken  $1280^\circ\text{C}$  (McKenzie und Bickle 1988).



**Abbildung 2.4:** Schematisches Diagramm der Geotherme und des Solidus im Mantel.  $\Delta T$  ist die Temperaturdifferenz über die thermische Grenzschicht. Die Schmelztiefe  $d_m$  unter mittelozeanischen Rücken ist definiert als die Tiefe, in der aufsteigendes Mantelmaterial den Schmelzpunkt für Basalt erreicht und wo intensives Aufschmelzen und Differentiation stattfinden. Mantelvolatile werden aus dieser Tiefe durch diesen Segregationsvorgang freigesetzt.

In unserem Modell ist die Schmelztiefe in Anlehnung an McKenzie und Bickle (1988) parametrisiert. Sie haben experimentelle Ergebnisse für die Solidustemperatur des Mantels gesammelt und einen analytischen Zusammenhang wie folgt gefunden:

$$P = (T_{\text{sol}} - 1100)/136 + 4,968 \cdot 10^{-4} \exp[1,2 \cdot 10^{-2}(T_{\text{sol}} - 1100)], \quad (2.1.20)$$

wobei  $P$  der Druck in GPa und  $T_{\text{sol}}$  die Solidustemperatur in °C sind. Die potenzielle Manteltemperatur wird in Anlehnung an Tajika und Matsui (1992) im Model direkt aus der mittleren Manteltemperatur berechnet.

$$T_p = 0,63 \cdot T_m. \quad (2.1.21)$$

Bei der Schmelztiefe gilt:  $T_p = T_{\text{sol}}$ . Die Zusammenhänge sind in Abbildung 2.4 in einem Temperatur-Tiefen-Diagramm dargestellt. Unter der Annahme von hydrostatischem Gleichgewicht ergibt sich die Schmelztiefe dann zu

$$d_m = P \cdot 10^9 / (\rho \cdot g). \quad (2.1.22)$$

Für die Größe  $\rho \cdot g$  wird in erster Näherung  $3 \cdot 10^4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s}^2)$  eingesetzt. Die heutige Schmelztiefe beträgt etwa 40 km.

### 2.1.6. Kopplung der Modelle

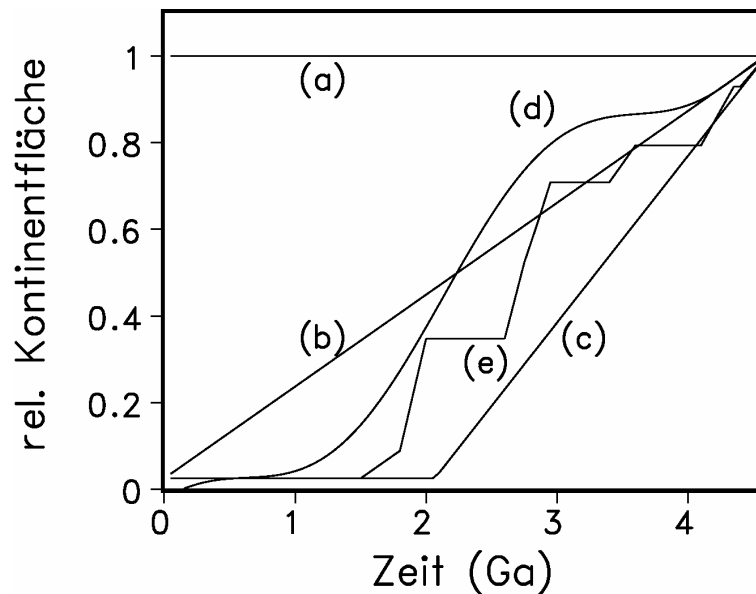
Das thermische Evolutionsmodell (Gleichung 2.1.1-2.1.4) kann mit dem Modell für die Ent- bzw. Regasung (Gleichung 2.1.14-2.1.16) gekoppelt werden. Dabei nutzt man die Beziehung zwischen dem Mantelwärmefluss und dem mittleren Alter der subduzierenden ozeanischen Kruste, die eine Funktion der Spreadingrate ist (McGovern und Schubert, 1989):

$$S = \frac{q_m^2 \pi \kappa A_o(t)}{4 k^2 (T_m - T_s)^2}. \quad (2.1.23)$$

$A_o$  ist die Fläche des Ozeanbodens. Die zeitliche Entwicklung dieser Fläche kann über Kontinentwachstumsmodelle ermittelt werden. Für unsere Berechnungen haben wir als Näherung angenommen, dass der Wärmefluss unter dem mittelozeanischen Rücken doppelt so groß wie der mittlere Mantelwärmefluss im parametrisierten Konvektionsmodell ist.

Über die zeitlich veränderliche Fläche des Ozeanbodens kann das Modell zusätzlich mit verschiedenen Kontinentwachstumsmodellen gekoppelt werden. In unsere Betrachtung fließen dabei die in Abbildung 2.5 dargestellten Szenarien ein: Zeitlich konstante Kontinentfläche, lineares Wachstum auf den heutigen Wert der Kontinentfläche, Modell von Condie (1990) als Beispiel für episodisches Wachsen basierend auf geologischen Befunden und das Modell von Collerson und Kamber (1999) als Beispiel für eine approximierete Wachstumsfunktion.





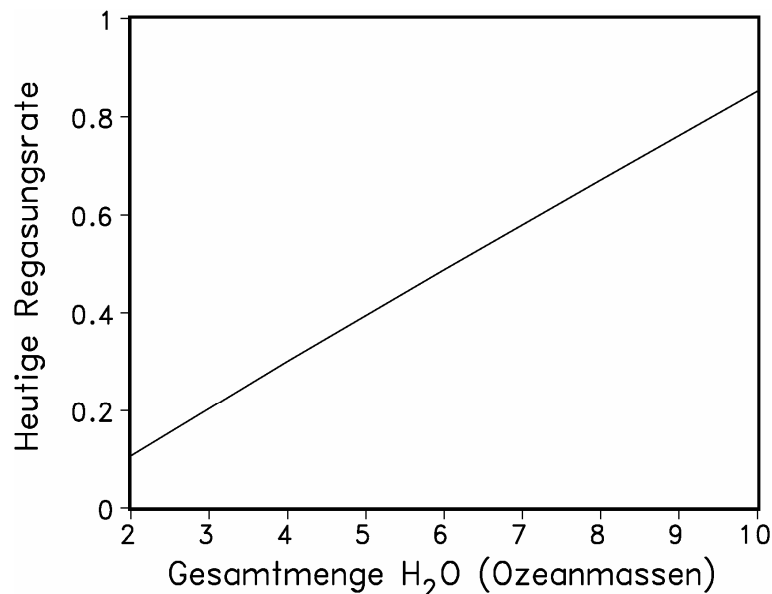
**Abbildung 2.5:** Kontinentwachstumsmodelle. a) konstante Kontinentfläche, b) lineares Wachstum, c) verzögertes lineares Wachstum, d) approximierter Wachstumsfunktion (Collerson und Kamber 1999), e) episodisches Wachsen (Condie 1990). Die Kontinentfläche ist auf den heutigen Wert für die Erde normiert für die Kurven a)-d) bei  $t = 4,6$  Ga und für d) bei  $t = 4,5$  Ga.

### 2.1.7 Ergebnisse der Modellrechnungen zur thermischen Evolution

Die für die Berechnung der thermischen Evolution der Erde benötigten Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Das gekoppelte System von Differentialgleichungen für die mittlere Manteltemperatur, den Mantelwärmefluss, die Rayleighzahl, den Wasserverlust des Mantels und die Spreadingrate wurde numerisch mit der Hilfe eines Runge-Kutta-Verfahrens 4. Ordnung gelöst. Der Anfangswert für  $Q$  ( $Q_0$ ) wurde dabei so gewählt, dass nach 4,6 Ga der mittlere Mantelwärmefluss dem heutigen Wert von  $0,07 \text{ W/m}^2$  (Turcotte und Schubert 1982) entspricht. Der Wert  $R_{H_2O}$  ist über  $R_T$  (Gleichung 2.1.19) so angepasst, dass sich zum heutigen Zeitpunkt genau eine Ozeanmasse in den Oberflächenreservoirs befindet. Außerdem kann man abschätzen, dass sich im gesamten Erdsystem 10 Ozeanmassen Wasser befinden müssen, damit  $R_{H_2O}$  heute einen Wert von über 0,8 erreicht (Abbildung 2.6).

**Tabelle 2.1.** Arbeitsgrößen für das thermische Modell.

Symbol	Definition	Wert
$A_{c,dry}$	Vorfaktor (Diffusionskriechen, trocken)	$8,7 \cdot 10^{15} \text{ 1/s}$
$A_{c,sat}$	Vorfaktor (Diffusionskriechen, gesättigt)	$5,3 \cdot 10^{15} \text{ 1/s}$
$A_o$	Heutige Ozeanbodenfläche	$3,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$
$A_s$	Oberfläche der Erde	$5,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$
$b$	Länge des Burger-Vektors	$0,5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$
$d$	Referenzkorngröße	$10^{-3} \text{ m}$
$d_{bas}^*$	Mittlere Dicke der Basaltschicht	$5 \cdot 10^3 \text{ m}$
$E_{dry}^*$	Aktivierungsenergie (Diffusionskriechen, trocken)	$300 \cdot 10^3 \text{ J/mol}$
$E_{sat}^*$	Aktivierungsenergie (Diffusionskriechen, gesättigt)	$240 \cdot 10^3 \text{ J/mol}$
$f_{bas}$	Wassergehalt der Basaltschicht	0,03
$f_v$	Entgasungsteil der Volatile (hier H <sub>2</sub> O)	0,194
$g$	Erdschwerebeschleunigung	$9,8 \text{ m/s}^2$
$k$	Wärmeleitfähigkeit	$4,2 \text{ J/s/m/K}$
$K$	Konstante in Gleichung 2.1.9	2029,92
$m$	Korngrößenexponent	2,5
$M_m$	Masse des Mantels	$4,0 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
$M_{oc}$	Masse des Erdozeans	$1,404 \cdot 10^{21} \text{ kg}$
$n$	Druckexponent	1
$n_m$	Anzahl der Ozeanmassen im Mantel ( $t = 0$ )	9
$n_s$	Anzahl der Ozeanmassen an der Oberfläche ( $t = 0$ )	1
$q_m^*$	Heutiger Mantelwärmefluss	$0,07 \text{ W/m}^2$
$r$	Exponent im Kriechgesetz	0,25
$R$	Universelle Gaskonstante	$8,315 \text{ J/mol/K}$
$Ra_{cr}$	Kritische Rayleighzahl	1100
$R_c$	Mantel, innerer Radius	$3471 \cdot 10^3 \text{ m}$
$R_m$	Mantel, äußerer Radius	$6271 \cdot 10^3 \text{ m}$
$T_{ref}$	Referenztemperatur	2469 K
$T_s$	Oberflächentemperatur	273 K
$V_{dry}^*$	Aktivierungsvolumen (Diffusionskriechen, trocken)	$6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$
$V_m^*$	Volumen des Mantels	$8,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^3$
$V_{sat}^*$	Aktivierungsvolumen (Diffusionskriechen, gesättigt)	$5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$
$\alpha$	Thermischer Expansionskoeffizient	$3 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$
$\alpha_1$	Konstante (Anita Bay Dunit)	64000 K
$\alpha_2$	Konstante (Anita Bay Dunit)	$-6,1 \cdot 10^6 \text{ K pro Gewichtsanteil}$
$\beta$	Empirische Konstante in Gleichung 2.1.4	1/3
$\kappa$	Temperaturleitfähigkeit	$1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
$\lambda$	Zerfallskonstante	0,34 1/Ga
$\mu$	Schermodul	$80 \cdot 10^9 \text{ Pa}$
$\rho_{bas}$	Dichte der ozeanischen Kruste	$2950 \text{ kg/m}^3$
$\rho c$	Dichte und spezifische Wärme	$4,2 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3/\text{K}$
$\rho_m$	Mittlere Dichte des Mantels	$4400 \text{ kg/m}^3$
$P_{ref}$	Referenzdruck	$10^6 \text{ Pa}$



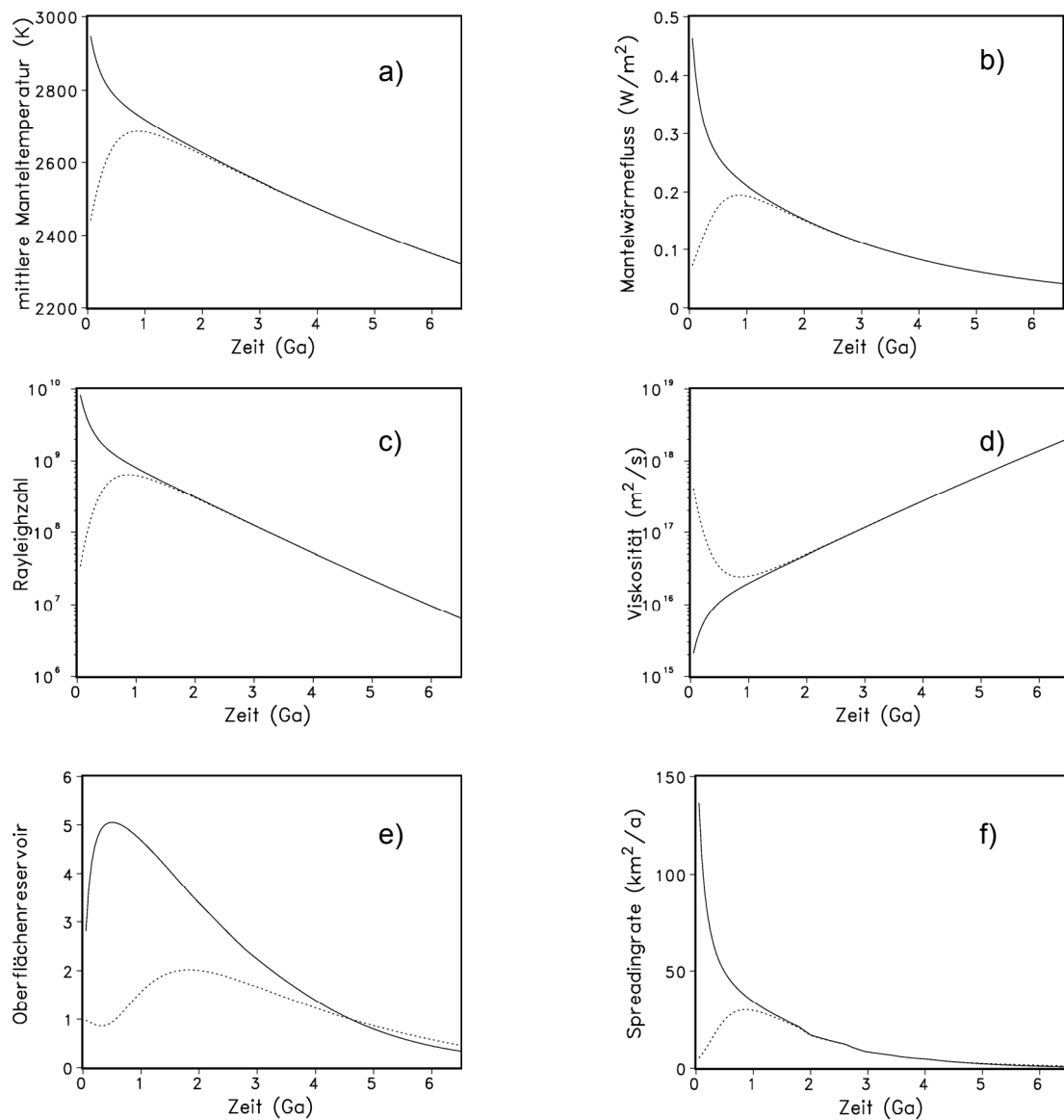
**Abbildung 2.6:** Abhängigkeit der heutigen Regasungsrate  $R_{H_2O}$  von der Gesamtmenge an Wasser im Erdsystem. Die thermische Entwicklung der Erde wurde dabei mit dem Kontinentwachstumsmodell von Condie (1990) berechnet.

Gestartet wird die Berechnung der thermischen Evolution mit der heutigen Wasserverteilung (eine Ozeanmasse an der Oberfläche / neun Ozeanmassen im Mantel). Es wurde jeweils ein Programmlauf mit einer anfänglichen Manteltemperatur von 2400K und von 3000K durchgeführt. Die Ergebnisse mit einem Kontinentwachstumsszenarium nach Condie (1990) sind in Abbildung 2.7a-f dargestellt.

Der heutige Wert für  $R_{H_2O}$  beträgt 0,852.  $R_T$  ist  $1,5062 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Um den heutigen Mantelwärmefluss zu erhalten wurde für  $Q_0 = 1,51 \cdot 10^{-7} \text{ J/m}^3\text{s}$  angenommen. Die Berechnung der mittleren Schmelztiefe ergibt 39,5 km. In Abbildung 2.7a-d wird der sogenannte *adjustment effect* (Anpassungseffekt) deutlich, d.h. nach etwa einer Milliarde Jahren „vergisst“ das System Erde seinen Anfangszustand, die Werte konvergieren zu einer Kurve. Dieser Effekt wurde auch in anderen thermischen Evolutionsmodellen beobachtet (Schubert 1979, Christensen 1985). Die mittlere Manteltemperatur ist in den letzten 3 Ga um etwa 250 K gesunken. Dieses Ergebnis - eine stete Abkühlung - wird von Schmelzexperimenten von Komatiit, ultramafische Lava, gestützt (Herzberg 1995). Am Anfang der Evolution kommt es bei einem geringeren Startwert für  $T_m$  zu einem Aufheizen, während es bei einem höheren Startwert nur zu einer Abkühlung kommt, bis die beiden Kurven konvergieren. Das anfängliche Ansteigen der Werte für geringe Starttemperatur und das kontinuierliche Absinken der Werte bei der höheren Starttemperatur bis zum Konvergieren der Kurven gilt auch für den mittleren Mantelwärmefluss (b), die Rayleighzahl (c) die

Spreadingrate (f) und spiegelbildlich für die Viskosität (d). Die Entwicklung des Wasserreservoirs an der Oberfläche (e) für  $T_m(0) = 3000\text{K}$  zeigt ein deutliches Ausgasungsereignis am Beginn der planetaren Evolution, das von einer kontinuierlichen Abnahme des Oberflächenreservoirs bis zur heutigen Größenordnung gefolgt wird. Ein solches Ausgasungsereignis wird von geochemischen Daten der Edelgasverarmung bestätigt (Staudacher und Allègre 1982). Die unterschiedlichen Isotopenverhältnisse  $^{129}\text{Xe}/^{130}\text{Xe}$  in der Atmosphäre und in Basalten mittelozeanischer Rücken lassen darauf schließen, dass die Zeitskala für das Entgasungsereignis etwa 170 Millionen Jahre beträgt. Für  $T_m(0) = 2400\text{K}$  sieht die Entwicklung des Oberflächenreservoirs anders aus. Das Entgasungsereignis tritt wesentlich später in deutlich verminderter Stärke auf. Ausgehend von geochemischen Daten kann man deshalb schließen, dass die Anfangsmanteltemperatur eher größer als  $2400\text{K}$  war.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass mit Hilfe eines parametrisierten Modells für die Ganzmantelkonvektion, das den Volatilaustausch zwischen dem Mantel- und dem Oberflächenreservoir beinhaltet, die thermische Entwicklung der Erde auf einfache Weise rekonstruiert werden kann. Als Referenzmodell betrachten wir ein Szenario mit folgenden Eigenschaften: Kontinentwachstum nach Condie (1990), zeitabhängige Regasungsrate und Schmelztiefe, 10 Ozeanmassen Gesamtmenge an Wasser.



**Abbildung 2.7:** Ergebnisse der Berechnung der thermischen Evolution bei Anwendung des Kontinentwachstumsmodells nach Condie (1990): Die zeitliche Entwicklung a) der mittleren Manteltemperatur, b) des Mantelwärmefluss, c) der Rayleighzahl, d) der Viskosität, e) des Oberflächenreservoirs relativ zu einer Ozeanmasse und f) der Spreadingrate. Die gestrichelte Kurve entspricht einem Startwert für die mittlere Manteltemperatur von 2400K, die durchgezogene Linie von 3000K. 4,6 Ga entsprechen dem heutigen Zeitpunkt.

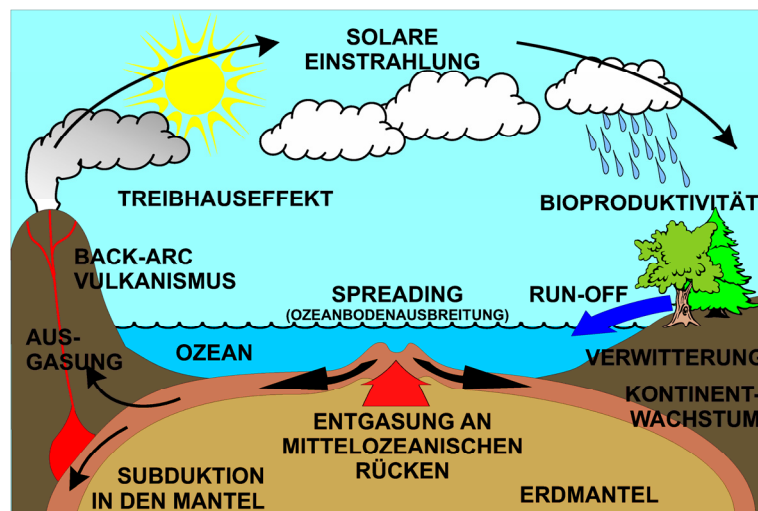
## 2.2 Die Überlebensspanne der Biosphäre

### 2.2.1 Einführung

Die globale Oberflächentemperatur der Erde wird durch die Bilanz der Energieflüsse von Ein- und Abstrahlung bestimmt. Die Einstrahlung hängt von der Leuchtkraft der Sonne und der mittleren planetaren Albedo (dem Rückstreuvermögen der Erde) ab. Maßgeblich für die Abstrahlung ist die langwellige Wärmestrahlung der Erdoberfläche. Diese verlässt die Atmosphäre größtenteils nicht auf direktem Wege, sondern wird von den natürlichen Treibhausgasen, vor allem Wasserdampf und Kohlendioxid, absorbiert und teilweise auf die Erdoberfläche zurückgestrahlt. Dadurch erhöht sich die Temperatur der Erdoberfläche um  $33^{\circ}\text{C}$  — ein Phänomen, das als natürlicher Treibhauseffekt bekannt ist. Ohne ihn betrüge die globale Mitteltemperatur  $-18^{\circ}\text{C}$  statt  $+15^{\circ}\text{C}$ . Damit macht der natürliche Treibhauseffekt das Leben auf der Erde überhaupt erst möglich. Seine Intensität hängt von der Zusammensetzung der Atmosphäre ab. Diese hat sich seit der Entstehung der Erde verändert. Der geologische Nachweis, dass es schon vor 4,4 Milliarden Jahren flüssiges Wasser auf der Erdoberfläche gab (Wilde et al. 2001), bestätigt das. Wäre die Zusammensetzung der Atmosphäre damals die gleiche gewesen wie heute, hätte die globale Oberflächentemperatur noch vor zwei Milliarden Jahren unter dem Gefrierpunkt gelegen, weil die Sonne zu der Zeit viel schwächer schien (Paradoxon der anfänglich schwachen Leuchtkraft der Sonne). Tatsächlich enthielt die frühe Atmosphäre relativ große Mengen an Treibhausgasen wie Kohlendioxid und Methan. Diese sorgten dafür, dass es sogar wärmer war als heute. Verantwortlich dafür ist ein natürlicher Thermostat: der globale Karbonat-Silikat-Kreislauf.

Der globale Karbonat-Silikat-Kreislauf (Abbildung 2.8) ist der Hauptprozess, der die Zusammensetzung der Atmosphäre reguliert und über den Treibhauseffekt das Klima einstellt. Je höher die mittlere globale Oberflächentemperatur ist, desto mehr Kohlendioxid wird durch chemische Verwitterung aus der Atmosphäre gebunden, zum Ozean transportiert, dort abgelagert und zum Teil in den Mantel subduziert. Dieser Kohlenstoff kann durch Entgasung aus den mittelozeanischen Rücken und aus den Vulkanen der Subduktionszonen wieder freigesetzt werden und sich dann in der Atmosphäre ansammeln. Damit wird der Kohlendioxidgehalt der Atmosphäre auf langen Zeitskalen durch Rückkopplung reguliert.

Grundlage für das Funktionieren des Kohlenstoffkreislaufs ist der Ablauf von Plattentektonik. Plattentektonische Prozesse (die Geodynamik) sind abhängig vom thermischen Entwicklungszustand des Planeten. Je wärmer das Innere eines Planeten ist, desto schneller laufen seine geodynamischen Prozesse (Subduktion und Ausbreitung des Ozeanbodens) ab.



**Abbildung 2.8:** Der globale Kohlenstoffkreislauf. Je höher die mittlere globale Oberflächentemperatur ist, desto mehr  $\text{CO}_2$  wird durch Verwitterung chemisch aus der Atmosphäre gebunden, zum Ozean transportiert, dort abgelagert und in den Mantel subduziert. Da an mittelozeanischen Rücken und Vulkanen sowie an Subduktionszonen Kohlenstoff wieder freigesetzt wird und sich in der Atmosphäre ansammeln kann, ist der  $\text{CO}_2$ -Gehalt der Atmosphäre durch Rückkopplungsprozesse regulierbar. (Abbildung 1 in Bounama et al. 2002)

Als Plattentektonik bezeichnet man konvektionsgetriebene weiträumige horizontale Krustenbewegungen. Es ist das langsame und stetige Recycling der äußersten Schicht eines Planeten (Lithosphäre) in sein Inneres. Die Plattentektonik wird durch die Subduktion der dichten ozeanischen Lithosphäre in den darunterliegenden Mantel angetrieben. Die Kräfte, die durch die Mantelkonvektion entstehen, müssen die Beanspruchbarkeit der Lithosphäre übersteigen. Prinzipiell könnte ein solches Regime (active lid regime) auf jedem terrestrischen Planeten existieren. Trotzdem ist diese Bedingung so einschränkend, dass heute in unserem Sonnensystem nur auf der Erde Plattentektonik abläuft. Die anderen terrestrischen Planeten und die Monde zeigen ein unbewegtes Lithosphärenregime (stagnant lid regime). O'Neill et al. (2007) konnten mit Hilfe numerischer Simulationen nachweisen, dass es in der Vergangenheit auf Venus und Mars Plattentektonik gegeben haben könnte, falls flüssiges Wasser an der Oberfläche vorhanden war. Diese theoretischen Ergebnisse werden durch Beobachtungen der Oberflächenstruktur von Venus (Schaber et al. 1992) und Mars (Connerney et al. 1999, 2005) gestützt. Trotz zahlreicher Theorien ist der Einsatz der Plattentektonik und die dabei wirkenden Kräfte aus dem Planeteninnern noch immer eine weitestgehend ungelöste Fragestellung in der Geophysik.

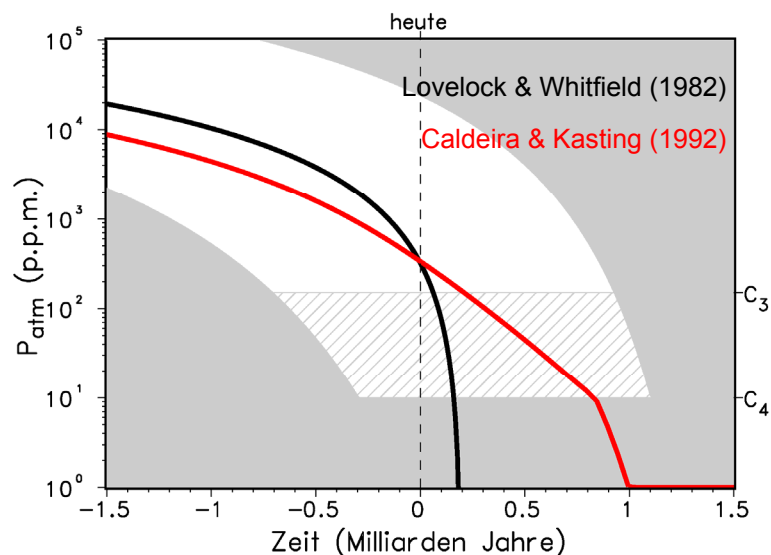
Um die ansteigende Sonnenleuchtkraft so zu kompensieren, damit die Oberflächentemperatur konstant bleibt, muss der Kohlendioxidgehalt der

Atmosphäre sinken. Dabei wird er irgendwann die Minimalkonzentration unterschreiten, die Pflanzen für die Photosynthese brauchen. Die auf der Photosynthese basierende Biosphäre stirbt aus.

Die Photosynthese bezeichnet einen Prozess, bei dem Lichtenergie durch Lebewesen in chemische Energie umgewandelt wird und organische Stoffe synthetisiert werden. Zur Photosynthese sind fast alle Landpflanzen und Algen sowie einige Bakterien fähig. Die Gesamtreaktion der Photosynthese lässt sich im Fall von  $\text{CO}_2$  als Ausgangsstoff allgemein und vereinfacht wie folgt formulieren:



Landpflanzen und Algen verwenden ausschließlich Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ) als Reduktans  $\text{H}_2\text{A}$ . Die gebildeten energiereichen organischen Stoffe werden durch  $<\text{CH}_2\text{O}>$  bezeichnet. "A" steht in diesem Fall für den im Wasser gebundenen Sauerstoff. Er wird als Oxidationsprodukt des Wassers bei der Photosynthese durch Algen und Landpflanzen als elementarer, molekularer Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) freigesetzt. Diese Art der Photosynthese wird deshalb oxygene Photosynthese genannt. Geologische Befunde weisen darauf hin, dass sich dieser Prozess vor 2,8 – 3,7 Milliarden Jahren entwickelt haben könnte (Kopp et al. 2005). Der gesamte in der Erdatmosphäre vorkommende Sauerstoff wird durch oxygene Photosynthese gebildet. Die Photosynthese ist der bedeutendste biogeochemische Prozess der Erde.



**Abbildung 2.9:** Ergebnisse der Berechnungen des zeitlichen Verlaufs des atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Gehalts von Lovelock und Whitfield (1982) und Caldeira und Kasting (1992). Der weiße Korridor bezeichnet den Bereich von Umweltbedingungen, in dem Biomasseproduktion möglich ist, im schraffierten Bereich allerdings nur durch  $\text{C}_4$ -Pflanzen. (nach Bounama et al. 2004)



Lovelock und Whitfield (1982) nahmen für die Minimalkonzentration von CO<sub>2</sub> einen Wert von 150 ppm an und schätzten mit Hilfe eines einfachen Klimamodells ab, dass dieser Wert in 100 Millionen Jahren erreicht sein würde. Pflanzen können sich aber an geringere CO<sub>2</sub>-Konzentrationen und höhere Temperaturen anpassen. Nach Art der Fixierung des Kohlendioxids in der Photosynthese unterscheidet man C<sub>3</sub>- und C<sub>4</sub>-Pflanzen (z.B. Mais, Hirse, Zuckerrohr). Für C<sub>4</sub>-Pflanzen beträgt der Grenzwert nur 10 ppm. Caldeira und Kasting (1992) präsentierten erstmals ein quantitatives Modell. Neben einem Standardmodell zur Entwicklung der solaren Leuchtkraft wurde ein für Zukunftsszenarien gut geeignetes Klimamodell verwendet. Unter den Annahmen, dass Pflanzen bis zur 10 ppm-Grenze überleben und dass die Geodynamik sowie die Verwitterungsrate unverändert bleiben, berechneten sie eine Überlebensspanne der Biosphäre von 900 Millionen Jahren. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.9 dargestellt.

Im Folgenden soll unser Modell zur Berechnung der Überlebensspanne der Biosphäre präsentiert werden (Franck et al. 2000, von Bloh et al. 2003a).

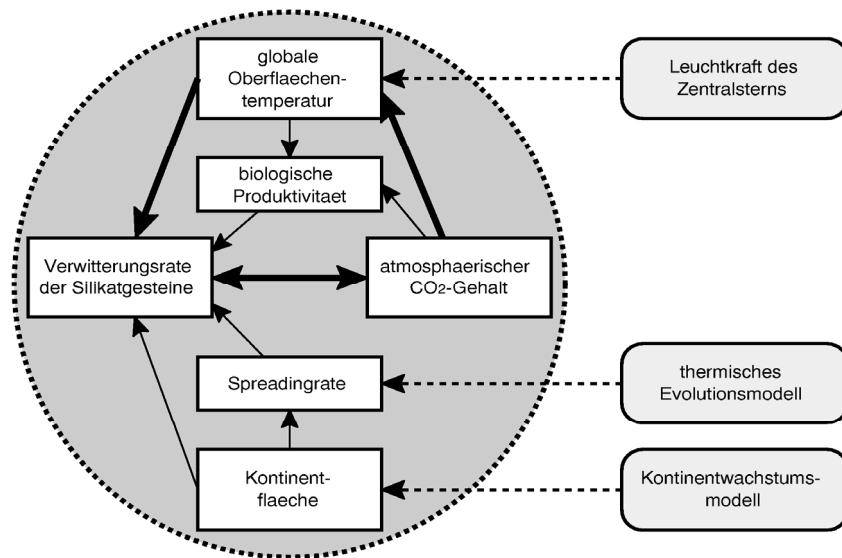
### 2.2.2. Das Bilanzmodell für den atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Gehalt

Die Verwitterung ist auf langen Zeitskalen der Hauptfaktor im Kohlenstoffkreislauf zur Regulierung des Erdklimas bei ansteigender Sonnenleuchtkraft. Dieser Zusammenhang wurde erstmals von Walker et al. (1981) für den abiotischen Fall beschrieben. Der Einfluss der Biosphäre auf die Verwitterungsprozesse wurde dann von Schwartzman und Volk (1989) und Berner (1992) untersucht. Die Beantwortung der Frage, inwiefern die Biosphäre in der Lage ist, aktiv auf die Stärke der Verwitterung, d.h. auf die Hauptsenke im Kohlenstoffkreislauf, einzuwirken, ist entscheidend für das Verständnis der dynamischen Eigenschaften des Erdsystems. Um den Einfluss der Verwitterung auf den atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Gehalt zu untersuchen, wenden wir ein Bilanzmodell (Abbildung 2.10) an.

Die Bilanzgleichung für den CO<sub>2</sub>-Gehalt der Atmosphäre  $P_{\text{atm}}$  zwischen den geodynamisch beeinflussten Quellen  $F_q$  und der Hauptsenke Verwitterung  $F_{wr}$  lautet

$$\frac{dP_{\text{atm}}}{dt} = F_q - F_{wr} . \quad (2.2.1)$$

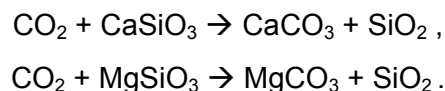
Auf sehr langen Zeitskalen (> 10.000 a) befinden sich Quellen und Senken im Gleichgewicht, sodass wir die stationäre Lösung dieser Gleichung zu ermitteln haben.



**Abbildung 2.10:** Diagramm zur Darstellung der grundlegenden Mechanismen und Wechselwirkungen im Bilanzmodell. Die gestrichelten Pfeile markieren die externen Einwirkungen, die anderen Pfeile die Richtung des Einflusses im System. Der Hauptrückkopplungsmechanismus zur Klimastabilisierung ist mit den fett markierten Pfeilen gekennzeichnet.

### 2.2.2.1 Parametrisierung der Verwitterung

Die Gleichungen für die chemischen Reaktionen der Verwitterung der Silikatgesteine sind:



Der Prozess der Verwitterung beinhaltet die Reaktion der Silikate mit dem im Regenwasser gelösten CO<sub>2</sub> aus der Atmosphäre, den Transport der Verwitterungsprodukte und ihre Ablagerung als Karbonate im Sediment.

Die Parametrisierung dieses Prozesses erfolgt analog zu Caldeira und Kasting (1992). Die Aktivität von H<sup>+</sup> im Bodenwasser  $\alpha_{\text{H}^+}$  kann unter der Annahme berechnet werden, dass zwischen dem Regenwasser und der CO<sub>2</sub>-Konzentration im Boden  $P_{\text{soil}}$  und der atmosphärischen SO<sub>2</sub>-Konzentration (2 ppb) ein Gleichgewicht herrscht. Die Gleichgewichtskonstanten für die chemischen Aktivitätswerte und die Zusammenhänge für das Kohlenstoff- und das Schwefelsystem sind bei Stumm und Morgen (1981) und Chameides (1984) dargestellt. Experimentelle Ergebnisse im sauren pH-Bereich bei 25°C mit niedriger CO<sub>2</sub>-Konzentration zeigen, dass die Silikatlösungsraten ungefähr proportional zur Quadratwurzel aus  $\alpha_{\text{H}^+}$  sind (Blum und Lasaga 1988, Wogelius und Walther 1991). Unter Beachtung der von Walker et al.

(1981) aufgestellten Temperaturabhängigkeit kann man die Verwitterungsrate der Silikatgesteine  $F_{wr,A}$  bezogen auf die heutige Kontinentfläche der Erde wie folgt berechnen:

$$\frac{F_{wr,A}}{F_{wr,A,0}} = \left( \frac{\alpha_{H^+}}{\alpha_{H^+,0}} \right)^{0.5} \exp\left( \frac{T_s - T_{s,0}}{13.7\text{K}} \right). \quad (2.2.2)$$

Die Indizes „0“ kennzeichnen von hier an die jeweiligen Größen für die heutigen Werte.  $\alpha_{H^+}$  hängt von der  $\text{CO}_2$ -Konzentration im Boden ab. Es sei angemerkt, dass der Schwefelgehalt im Boden auch zur Verwitterungsrate beiträgt aber sein Einfluss nicht temperaturabhängig ist. Mit Hilfe von Gleichung 2.2.2 kann man für jede gegebene Verwitterungsrate die Oberflächentemperatur und die  $\text{CO}_2$ -Konzentration im Boden selbstkonsistent berechnen.

Für  $P_{\text{soil}}$  kann man annehmen, dass sie linear von der biologischen Produktivität  $\Pi$  (Volk 1987) und der atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Konzentration abhängt:

$$\frac{P_{\text{soil}}}{P_{\text{soil},0}} = \frac{\Pi}{\Pi_0} \left( 1 - \frac{P_{\text{atm},0}}{P_{\text{soil},0}} \right) + \frac{P_{\text{atm}}}{P_{\text{soil},0}}. \quad (2.2.3)$$

Die rein anorganischen Verwitterungsprozesse in der Erdfrühzeit (Hadaikum und Archaikum) waren vermutlich dieselben wie heute. Bei unseren Berechnungen nehmen wir an, dass die Biosphäre zumindest im Phanerozoikum den gleichen Einfluss auf die Verwitterung hatte wie heute, sprich die Verstärkung der  $\text{CO}_2$ -Konzentration im Boden im Vergleich zur atmosphärischen Konzentration.

### 2.2.2.2 Das Klimamodell

Die Temperatur an der Erdoberfläche spielt eine wesentliche Rolle bei der Verwitterung. Die Energiebilanz zwischen Ein- und Abstrahlung basiert auf der Arrhenius-Gleichung:

$$(1-a)L / (4\pi R^2) = 4\sigma T_{\text{bbr}}^4, \quad (2.2.4)$$

wobei  $a$  die planetare Albedo,  $L$  die solare Leuchtkraft,  $R$  der mittlere Abstand des Planeten zur Sonne,  $\sigma$  die Stefan-Boltzmann-Konstante und  $T_{\text{bbr}}$  die effektive Schwarzkörperstrahlungstemperatur sind. Die globale Oberflächentemperatur wird durch folgende explizite Gleichung bestimmt,

$$T_s = T_{\text{bbr}} + \Delta T(P_{\text{atm}}, T_s, \dots) \quad (2.2.5)$$

in der  $\Delta T$  die Treibhausewärmung darstellt. In dieser allgemeingültigen Gleichung führten Caldeira und Kasting (1992)  $\Delta T$  als eine Funktion von  $T_s$  und  $P_{\text{atm}}$  ein und gaben die Albedo in Abhängigkeit von  $T_s$  an. Beide Funktionen resultieren aus der Anpassung des Linienvverlaufs der Ergebnisse von 143 Rechenläufen mit einem

Strahlungs-Konvektions-Klimamodell (Kasting und Ackerman 1986, Kasting 1989, Kasting et al. 1993) mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate. Der Gültigkeitsbereich lag bei  $0^{\circ}\text{C} \leq T_s \leq 100^{\circ}\text{C}$  und  $10^{-8} \text{ bar} \leq P_{\text{atm}} \leq 10^{-2} \text{ bar}$ . Da unbekannt ist, wie Wolken auf eine Änderung der Oberflächentemperatur reagieren, wurde der Einfluss von Wolken auf den Antrieb der kurzwelligeren Strahlung und die planetare Albedo in den Rechenläufen konstant gehalten.

Das hier verwendete Klimamodell muss für  $\text{CO}_2$ -Partialdrücke bis 10 bar gültig sein. Deshalb wird die Formulierung der globalen Energiebilanz von Williams (1998) angewendet, die für Werte  $P_{\text{atm}} > 10^{-5} \text{ bar}$  gilt und den  $\text{CO}_2$ -Treibhauseffekt über den abgehenden Infrarotfluss  $I$  mittels folgender Gleichung berücksichtigt:

$$\frac{L}{4 \pi R^2} [1 - a(T_s, P_{\text{atm}})] = 4I(T_s, P_{\text{atm}}). \quad (2.2.6)$$

Im Rahmen eines Strahlungs-Konvektions-Klimamodells gibt Williams (1998) Näherungen für  $I$  (dort Gleichung 2.19) mit Polynomen 3. Ordnung und  $a$  (dort Gleichungen 2.10 für  $T_s < 280\text{K}$  und 2.11 für  $T_s > 280\text{K}$ ) mit Polynomen 2. Ordnung an. Beide Funktionen sind in einem Bereich von  $10^{-5} \text{ bar} < P_{\text{atm}} < 10 \text{ bar}$  gültig. Dabei wurde die Funktion für  $a$  in Anlehnung an Caldeira und Kasting (1992) aus den Ergebnissen von mehr als 24.000 Rechenläufen für ein Strahlungs-Konvektions-Klimamodell von Kasting und Ackerman (1986) und Kasting (1988, 1991) ermittelt. Die Oberflächenalbedo wird in unseren Berechnungen auf 0,3 festgesetzt und der solare Zenitwinkel beträgt konstant  $60^{\circ}$ . Der abgehende Infrarotfluss ist aus etwa 300 Programmläufen ermittelt worden.

### 2.2.2.3 Parametrisierung der Sonnenleuchtkraft

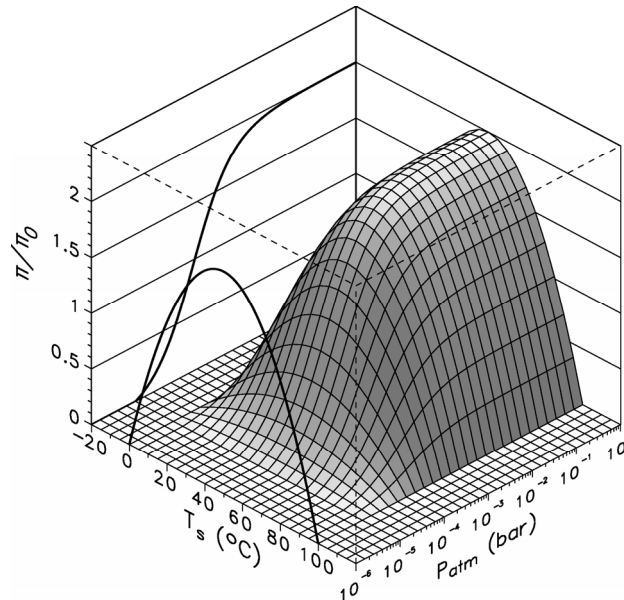
Zur Berechnung der Überlebensspanne der Biosphäre wird die Solarkonstante  $S_0$  in Anlehnung an Caldeira und Kasting (1992) berechnet:

$$S_0(t) = (1 - 0,38 t / \tau_0)^{-1} S_{0_0}, \quad (2.2.7)$$

wobei die Zeit in Jahren vom heutigen Zeitpunkt an gerechnet angegeben wird.  $S_{0_0}$  ist die heutige Solarkonstante mit einem Wert von  $1.368 \text{ W m}^{-2}$  und  $\tau_0$  beträgt 4,55 Ga. Im Intervall  $-4,5 \text{ Ga} < t < 4,77 \text{ Ga}$  ist der mittlere Fehler bei der Berechnung kleiner als 0,6%. Die Sonnenleuchtkraft ergibt sich mit  $R = 1 \text{ AE}$  (Astronomische Einheit = Abstand Erde – Sonne) dann als:

$$L = S_0(t) 4 \pi R^2. \quad (2.2.8)$$

### 2.2.2.4 Parametrisierung der Bioproduktivität



**Abbildung 2.11:** Die biologische Produktivität  $\Pi$  normalisiert auf den heutigen Wert  $\Pi_0$  als Funktion der Oberflächentemperatur  $T_s$  und des atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Partialdrucks  $P_{\text{atm}}$ . (Franck et al. 2001)

Im Kontext unseres Modells wird durch die Biosphäre die  $\text{CO}_2$ -Konzentration im Boden im Vergleich zur Atmosphäre erhöht. Dieser Effekt sollte proportional zur Bioproduktivität  $\Pi$  sein.  $\Pi$  selbst ist eine Funktion von verschiedensten Parametern wie der Verfügbarkeit von Wasser, der photosynthetisch aktiven Einstrahlung (PHAR), der vorhandenen Nährstoffe,  $P_{\text{atm}}$  und  $T_s$ . Im Rahmen unseres Modells beschränken wir uns auf die beiden zuletzt genannten Parameter. Nach dem Liebigschen Prinzip kann  $\Pi$  in einer multiplikativen Form dargestellt werden.

$$\Pi \equiv \Pi(T_s, P_{\text{atm}}) = \Pi_{\text{max}} \cdot \Pi_T(T_s) \cdot \Pi_C(P_{\text{atm}}), \quad 0 \leq \Pi_T, \quad \Pi_C \leq 1. \quad (2.2.9)$$

$\Pi_T$  beschreibt die Temperaturabhängigkeit,  $\Pi_C$  die Abhängigkeit von der  $\text{CO}_2$ -Konzentration. Die maximale Produktivität  $\Pi_{\text{max}}$  ist doppelt so groß wie der heutige Wert (Volk 1987), d.h.  $\Pi_{\text{max}} = 2 \cdot \Pi_0$ . Nach Volk (1987) ist eine Michaelis-Menten-Hyperbel (z.B. Richter 1985) geeignet, das funktionale Verhalten von  $\Pi_C$  zu beschreiben:

$$\Pi_C(P_{\text{atm}}) = \begin{cases} \frac{P_{\text{atm}} - P_{\text{min}}}{P_{1/2} + (P_{\text{atm}} - P_{\text{min}})} & \text{für } P_{\text{atm}} > P_{\text{min}}, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.2.10)$$

wobei  $P_{1/2} + P_{\min}$  der Wert ist, bei dem  $\Pi_C = 1/2$  ist und die Minimalkonzentration  $P_{\min}$  an  $\text{CO}_2$  in der Atmosphäre, bei der Photosynthese ablaufen kann, 10 ppm entspricht. Gleichung 2.2.10 geht gegen 1 für  $P_{\text{atm}} \rightarrow \infty$ .

Die Temperaturabhängigkeit  $\Pi_T$  wird durch eine parabolische Funktion, die auch Caldeira und Kasting (1992) angewandt haben, mit einem Maximum bei  $T_s = 50^\circ\text{C}$  beschrieben:

$$\Pi_T(T_s) = \begin{cases} 1 - \left( \frac{T_s - 50^\circ\text{C}}{50^\circ\text{C}} \right)^2 & \text{für } 0^\circ\text{C} < T_s < 100^\circ\text{C} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.2.11)$$

Die resultierende Funktion  $\Pi(T_s, P_{\text{atm}})$  ist eine gute Beschreibung der Nettoprimärproduktion (NPP) der heutigen Biosphäre. Die Abhängigkeit von  $\Pi$  von  $T_s$  und  $P_{\text{atm}}$  ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Eine derartig parametrisierte Biosphäre unterhält Photosynthese in einem Temperaturbereich von  $0^\circ\text{C}$  bis  $100^\circ\text{C}$ .

### 2.2.2.5 Parametrisierung der geodynamisch beeinflussten Quellen

Die  $\text{CO}_2$ -Quellen für das Atmosphäre-Ozean-System sind die mittelozeanischen Rücken und der Subduktionszonenvulkane. Beide Quellen skalieren in erster Näherung mit der Spreadingrate. Der Fluss  $F_q$  in die Atmosphäre ist:

$$F_q = F_{q,0} \cdot \frac{S}{S_0}, \quad (2.2.12)$$

wobei der heutige vulkanische Fluss bei 0,029-0,068 ppm/a liegt (Berner et al. 1983, Walker und Kasting 1992). Die Spreadingrate wird aus dem thermischen Modell (Gleichung 2.1.23) bestimmt. Die Größe der Quellen könnte anderenfalls mit dem Entgasungsvolumen, aus dem Volatile typischerweise entweichen (graue Box in Abbildung 2.2a), skalieren. Dieses Entgasungsvolumen ist das Produkt aus der Spreadingrate und der Schmelztiefe.

### 2.2.3 Stationäre Lösung des Bilanzmodells

Die stationäre Lösung des Bilanzmodells für die atmosphärische  $\text{CO}_2$ -Konzentration ist durch das Gleichgewicht zwischen Quellen und Senken gegeben:

$$\frac{dP_{\text{atm}}}{dt} = F_q - F_{wr} = F_q - f_A \cdot F_{wr,A} = 0. \quad (2.2.13)$$

Der Vorfaktor  $f_A$  ist die auf den heutigen Wert normierte Fläche der Kontinente.  $F_{wr}$  ist dann der auf einen beliebigen Wert der Kontinentfläche skalierte Teil der

Verwitterungsrate, denn nur auf den Kontinenten findet Verwitterung statt. Für den heutigen Zeitpunkt gilt:  $F_{wr} = F_{wr,A}$ . Unter der Annahme, dass sich das heutige Erdsystem im Gleichgewichtszustand befindet, gilt  $F_{wr,0} = F_{q,0}$ . Alle möglichen stationären Lösungen der Gleichung 2.2.1 müssen dann die folgende Gleichung erfüllen:

$$f_{wr} = \frac{f_s}{f_A} =: \text{GFR}_1(t). \quad (2.2.14)$$

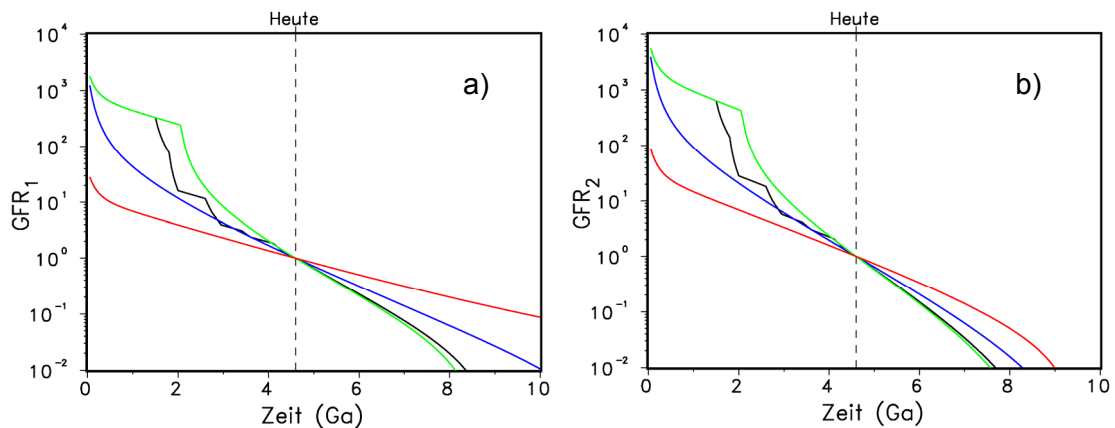
Dabei ist  $f_{wr}$  die auf den heutigen Wert normierte Verwitterungsrate ( $F_{wr}/F_{wr,0}$ ) und  $f_s$  die auf den heutigen Wert normierte Spreadingrate ( $S/S_0$ ). Skaliert man die Größe der Quellen über das Entgasungsvolumen, muss ein weiterer Faktor eingefügt werden:

$$f_{wr} = \frac{f_s \cdot f_{dm}}{f_A} =: \text{GFR}_2(t), \quad (2.2.15)$$

wobei  $f_{dm}$  die auf den heutigen Wert normierte Schmelztiefe ist.  $\text{GFR}(t)$  ist die sogenannte *geophysical forcing ratio* (geophysikalische Antriebsrate). Sie beschreibt den Einfluss der vulkanischen Aktivität und der Kontinentfläche auf das globale Klima (Volk 1987) in Kurzform. Sie kann mit Hilfe des thermischen Modells und eines in Abbildung 2.5 dargestellten Kontinentwachstumsmodells berechnet werden. Gleichung 2.2.14 wurde von vielen Autoren angewandt (Berner et al. 1983, Lasaga et al., 1985, Marshall et al. 1988, Kuhn et al. 1989, Berner 1991, 1992, Godderis und Francois 1995). Franck et al. (1999) haben als erste die geodynamische Theorie angewandt, um die beiden Funktionen für Spreading und Kontinentfläche zu koppeln, die bisher als unabhängig behandelt wurden. Mit Hilfe von Gleichung 2.2.15 soll überprüft werden, inwieweit die zusätzliche Skalierung der Quellen mit der Schmelztiefe Einfluss auf die Modellergebnisse hat.

## 2.2.4 Ergebnisse für die Überlebensspanne der Biosphäre

Bei den Gleichungen 2.2.6 und 2.2.14 bzw. 2.2.15 handelt es sich um zwei gekoppelte Gleichungen mit zwei Unbekannten,  $T_s$  und  $P_{\text{atm}}$ . Wenn die Parametrisierung der Verwitterungsrate, die Leuchtkraft des Zentralsterns (hier die Sonne), die Entfernung Planet – Zentralstern (Erde – Sonne), und der GFR-Wert bekannt sind, kann man eine direkte Lösung für  $T_s$  und  $P_{\text{atm}}$  einfach ermitteln.



**Abbildung 2.12:** Zeitliche Entwicklung der *geophysical forcing ratio* ohne ( $GFR_1=a$ ) und mit Skalierung der Quellen über die Schmelztiefe ( $GFR_2=b$ ) für das Referenzmodell unter Berücksichtigung verschiedener Kontinentwachstumsszenarien: episodisches Wachstum (Condie, 1990) [schwarz], konstante Kontinentfläche [rot], verzögertes lineares Wachstum [grün], lineares Wachstum [blau].

In Abbildung 2.12 sind die Ergebnisse für  $GFR_1(t)$  und  $GFR_2(t)$  dargestellt. Die Skalierung der Quellen über die Schmelztiefe führt zu größeren GFR-Werten in der Vergangenheit, die in der Zukunft stärker abnehmen. Das Ergebnis ist plausibel, da sich die Schmelztiefe im Referenzmodell über die Erdgeschichte ständig verringert hat.

**Tabelle 2.2.** Werte für die Überlebensspanne der Biosphäre im Referenzmodell

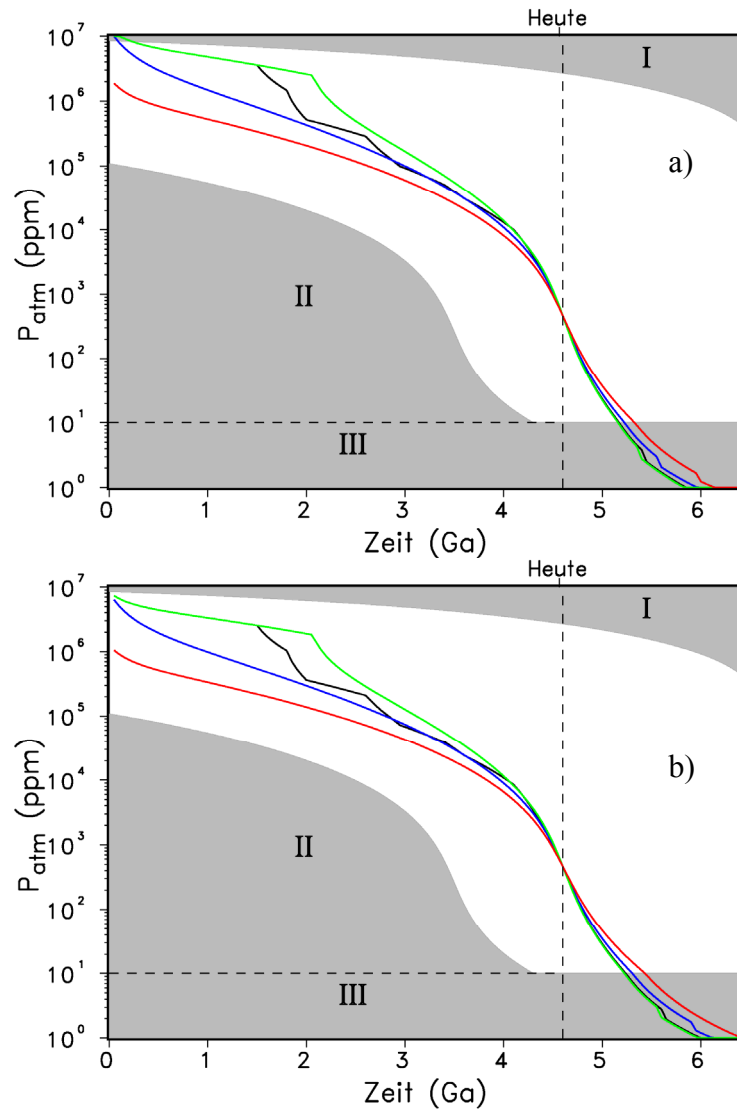
Modell für Kontinentwachstum	Überlebensspanne der Biosphäre $t_s$ [Ga]	
	$GFR_1$	$GFR_2$
Episodisches Wachstum (Condie 1990)	0,65	0,60
Verzögertes lineares Wachstum	0,65	0,60
Lineares Wachstum	0,75	0,65
Konstante Kontinentfläche	0,85	0,75

Abbildung 2.13 zeigt die Entwicklung der atmosphärischen  $CO_2$ -Konzentration über die Erdgeschichte bis in die Zukunft. In den grau markierten Gebieten gibt es keine Bioproduktivität im Modell, weil in Domäne (I) die  $100^\circ C$ -Grenze überschritten, in Domäne (II) die  $0^\circ C$ -Grenze unterschritten wird und in Domäne (III) nicht mehr genügend  $CO_2$  in der Atmosphäre zum Ablauf der Photosynthese vorhanden ist. Im weiß markierten Bereich ist Bioproduktivität vorhanden. Es handelt sich um die  $P_{atm}$ - $T_s$ -Domäne (PTD), in der Leben möglich ist:



$$\text{PTD} := \{(P_{\text{atm}}, T_s) \mid 0^\circ\text{C} < T_s < 100^\circ\text{C} \wedge P_{\text{atm}} > P_{\text{min}}\}. \quad (2.2.15)$$

Wenn die Graphen diese Domäne (weiß) verlassen ( $t = t_{\text{II}=0}$ ), stirbt die Biosphäre aus und die Überlebensspanne der Biosphäre  $t_s (= t_{\text{II}=0} - 4,6 \text{ Ga})$  ist erreicht. Das wird etwa in 600 bis 700 Millionen Jahren der Fall sein. Die genauen Werte für die einzelnen Kontinentwachstumsszenarien sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Dabei liefert das Modell mit den zusätzlich skalierten Quellen geringere Werte, da die GFR-Werte schneller abklingen. In Modellen ohne Kontinentwachstum kann die Biosphäre am längsten überleben. In der Zukunft nimmt dabei die Kontinentfläche nicht zu, so dass im Vergleich zu den anderen Szenarien die Größe der  $\text{CO}_2$ -Senke am geringsten ist und damit mehr  $\text{CO}_2$  in der Atmosphäre verbleibt. Dieses Szenario liefert also die optimistischste Abschätzung für die Überlebensspanne der Biosphäre. Es wird auch deutlich, dass unser Modell eine etwas geringere Lebensspanne liefert als das Modell von Caldeira und Kasting (1992), weil zusätzlich geodynamische Parameter berücksichtigt wurden. Unter der Annahme, dass zukünftig photosynthetisch aktive Lebewesen durch Evolution und Adaption in der Lage sind, auch mit geringeren  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen auszukommen, kann sich die Überlebensspanne geringfügig vergrößern. Ein wichtiges Ergebnis ist, dass die abklingenden geodynamischen Prozesse der Erde Ursache für eine weitere Verkürzung der Überlebensspanne der Biosphäre sind gegenüber Modellergebnissen, die nur die externe Triebkraft der alternden Sonne berücksichtigen und nicht die thermische Entwicklung der Planeten.

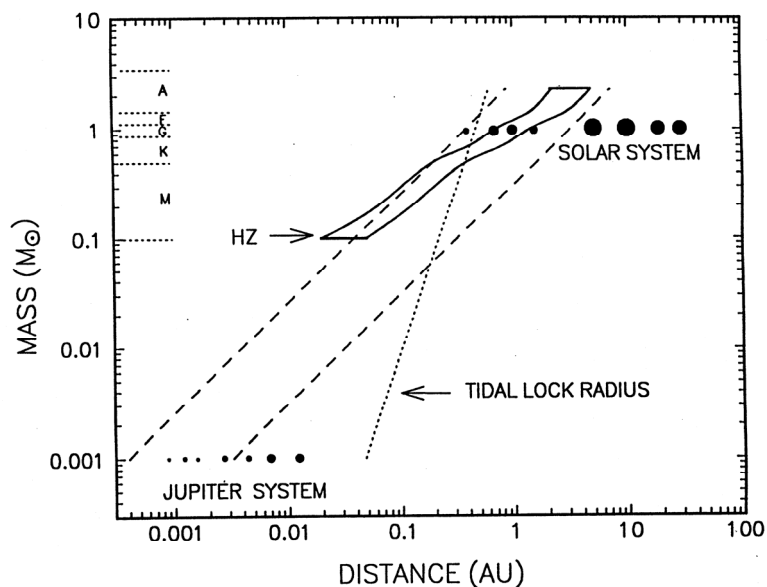


**Abbildung 2.13:** Zeitliche Entwicklung der atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Konzentration ohne ( $\text{GFR}_1=\text{a}$ ) und mit Skalierung der Quellen über die Schmelztiefe ( $\text{GFR}_2=\text{b}$ ) für das Referenzmodell unter Berücksichtigung verschiedener Kontinentwachstumsszenarien: episodisches Wachstum (Condie 1990) [schwarz], konstante Kontinentfläche [rot], verzögertes lineares Wachstum [grün], lineares Wachstum [blau]. In den grauen Bereichen ist die Bioproduktivität Null: (I)  $T_s > 100^\circ\text{C}$ , (II)  $T_s < 0^\circ\text{C}$ , (III)  $P_{\text{atm}} < P_{\text{min}}$ . Im weißen Bereich ist Bioproduktivität möglich.

## 2.3 Die photosynthetisch-aktive habitable Zone

### 2.3.1 Einführung

Die Definition der Habitabilität von Planeten ist eng verbunden mit der genauen Definition von Leben. Bis heute kennen wir nur das terrestrische Leben. Allgemein kann man Leben als ein sich selbsterhaltendes und sich reproduzierendes System organischer Moleküle definieren, dass von flüssigem Wasser durchdrungen ist und dem eine Quelle freier Energie zur Verfügung steht. Organische Moleküle sind in unserem Sonnensystem und sogar in interstellaren Wolken weit verbreitet. Es besteht kein Mangel an freier Energie für jede Form extraterrestrischen Lebens. Darum ist die Existenz von flüssigem Wasser der zentrale limitierende Faktor.



**Abbildung 2.14:** Die habitable Zone für die Nullalter-Hauptreihe (zero age main sequence HZ) als Funktion der Zentralsternmasse (in solaren Massen  $M_{\odot}$ ) nach Kasting et al. (1993). Die Entfernung (distance) ist in astronomischen Einheiten (AU) angegeben. Die gestrichelten Linien markieren die Grenzen des Bereichs der vermutlichen Akkretionszone terrestrischer Planeten. Die gepunktete Linie beschreibt den Abstand, bei dem ein Planet gebunden rotieren würde (tidal locking).

Im Allgemeinen ist die habitable Zone (HZ) um einen Zentralstern definiert als die Region, in der ein erdähnlicher Planet solche Oberflächentemperaturen aufweist, die für die Entwicklung und Erhaltung von Leben notwendig sind. Diese Tatsache ist mit dem permanenten Vorhandensein von flüssigem Wasser an der Planetenoberfläche verbunden. Die HZ kann man anhand der Entwicklung der planetaren Atmosphäre für verschiedene Werte ihres Abstandes zur Sonne über

geologische Zeiträume berechnen. Die Nische, in der sich Leben entwickeln und erhalten kann, ist der Temperaturbereich zwischen der Hitze eines sogenannten *Runaway Greenhouse* (ein sich selbst verstärkender Treibhauseffekt) und der Kälte eines sogenannten *Runaway Icehouse* (ein sich selbstverstärkender Abkühlungsprozess). Für einen G2-Stern wie die Sonne ergibt sich nach Hart (1978, 1979) ein sehr enger Bereich von 0,9858 astronomischen Einheiten (1 AE = Entfernung Erde-Sonne) bis 1,004 AE. Bei diesen Berechnungen wurde der negative Rückkopplungsprozess zwischen dem atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Partialdruck und der globalen Oberflächentemperatur über den globalen Karbonat-Silikat-Kreislauf (Walker et al. 1981) vernachlässigt. Unter Berücksichtigung dieses Effektes berechneten Kasting et al. (1993), dass die innere Grenze relativ konstant bei 0,84 AE ist, wohingegen sich die äußere Grenze merklich bis auf 1,77 AE erweitert. Die Modellrechnungen wurden nicht nur für Sterne des Spektraltyps G2 durchgeführt, sondern auch auf andere Hauptreihensterne erweitert. Das Ergebnis von Kasting et al. (1993) ist in Abbildung 2.14 dargestellt.

### 2.3.2 Modellbeschreibung

Basierend auf dem Erdsystemmodell, das oben beschrieben wurde, kann man eine *photosynthetisch-aktive* HZ (pHZ) definieren. Die pHZ für einen erdähnlichen Planeten ist die Region um die Sonne (oder einen anderen Zentralstern), in der die Oberflächentemperaturen auf dem Planeten zwischen 0°C und 100°C liegen und der atmosphärische CO<sub>2</sub>-Partialdruck größer als 10<sup>-5</sup> bar ist, das heißt, dass auf dem Planeten Bedingungen herrschen, die Leben auf Basis der Photosynthese braucht. In diesem Fall ist die Bioproduktivität  $\Pi > 0$  und die pHZ folgendermaßen definiert:

$$\text{pHZ} := \{R \mid \Pi(P_{\text{atm}}(R, t), T_s(R, t)) > 0\} = [R_{\text{inner}}, R_{\text{outer}}]. \quad (2.3.1)$$

$R_{\text{inner}}$  ist dabei der innere und  $R_{\text{outer}}$  der äußere Radius der pHZ. Die obere Grenze für den CO<sub>2</sub>-Partialdruck ist durch die maximal verfügbare Menge an CO<sub>2</sub> in der planetaren Atmosphäre gegeben, der 10 bar beträgt. Zur Bestimmung der Bioproduktivität wird die in Abschnitt 2.2.2.4 dargestellte Parametrisierung angewendet. Die geodynamischen Parameter werden mithilfe des thermischen Modells für die Erde berechnet. Über die resultierenden GFR-Werte, die der normalisierten Verwitterungsrate entsprechen, kann mittels Gleichung 2.2.2 die Oberflächentemperatur bestimmt werden. Das Klimamodell liefert dann die entsprechende atmosphärische CO<sub>2</sub>-Konzentration, wenn die Leuchtkraft der Sonne in Abhängigkeit von der Zeit bekannt ist.

Die Leuchtkraftentwicklung eines Zentralsterns auf der Hauptreihe (wie die Sonne) im Massebereich von 0,8 bis 2,5 Sonnenmassen ( $M_s$ ) kann mithilfe einer

Approximation mit Polynomen von detaillierten Sternentwicklungsmodellen wie das von Schaller et al. (1992) berechnet werden.

$$\lg \frac{L}{L_s} = \sum_{i=0}^3 \lambda_i \left( \frac{t}{\tau_H} \right)^i \quad (2.3.2)$$

$L$  bezeichnet die Leuchtkraft des Sterns,  $\tau_H$  die nukleare Zeitspanne (die Zeit, die ein Stern auf der Hauptreihe verbringt, während er Wasserstoff verbrennt) und  $\lambda_i$  Anpassungskoeffizienten. Wenn die Zentralsternmasse  $M$  gering ist, d.h.  $0,2 M_s \leq M \leq 0,8 M_s$ , dann kann die Leuchtkraft mithilfe der Leuchtkraft-Masse-Beziehung  $L \propto M^{3,88}$  (Kippenhahn und Weigert 1990) extrapoliert werden. Im Bereich geringer Sternmassen können entwicklungsbedingte Schwankungen über eine Zeitskala von 5 bis 6 Ga vernachlässigt werden. Die Koeffizienten  $\lambda_i$  hängen von  $M$  folgendermaßen ab:

$$\lambda_i = \sum_{j=0}^3 C_{ij} \left( \frac{M}{M_s} \right)^j, \quad (2.3.3)$$

wobei  $C_{ij}$  zusätzliche Koeffizienten sind.  $\tau_H$  (in Ga-Einheiten) kann als Funktion der Sternmasse ausgedrückt werden (Abbildung 3.5):

$$\lg \tau_H = \sum_{i=0}^3 \alpha_i \left[ \lg \left( \frac{M}{M_s} \right) \right]^i. \quad (2.3.4)$$

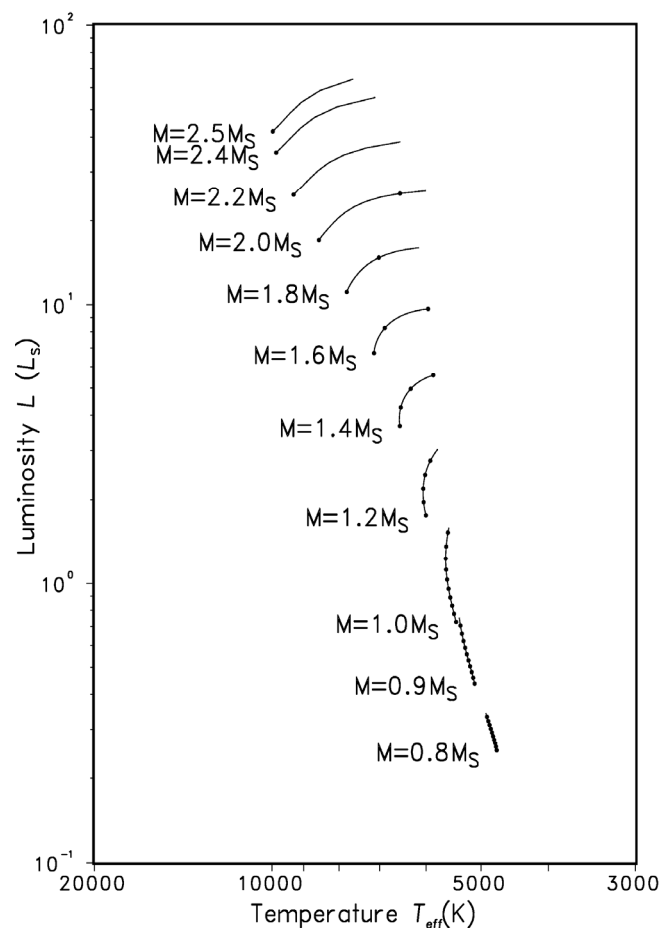
**Tabelle 2.3.** Koeffizienten zur Bestimmung der Hauptreihenentwicklung.

$j$	$i$				
	0	1	2	3	4
	$C_{ij}$				
0	-3,4612	0,5163	0,2590	1,1240	-
1	4,7294	-0,1660	-1,0699	-1,4528	-
2	-1,6571	-0,1208	0,9906	0,4786	-
3	0,2302	0,0490	-0,2266	-0,0396	-
	$D_{ij}$				
0	2,967	-0,341	2,512	-5,078	3,373
1	1,728	1,025	-6,874	14,730	-9,993
2	-1,460	-0,981	6,849	-15,342	10,584
3	0,608	0,382	-2,964	6,778	-4,746
4	-0,093	-0,054	0,463	-1,065	0,753

Die effektive Temperatur des Zentralsterns  $T_{\text{eff}}$  kann auf ähnliche Weise berechnet werden:

$$\lg T_{\text{eff}} = \sum_{i=0}^4 \left[ \sum_{j=0}^4 D_{ij} \left( \frac{M}{M_s} \right)^j \right] \left( \frac{t}{\tau_H} \right)^i. \quad (2.3.5)$$

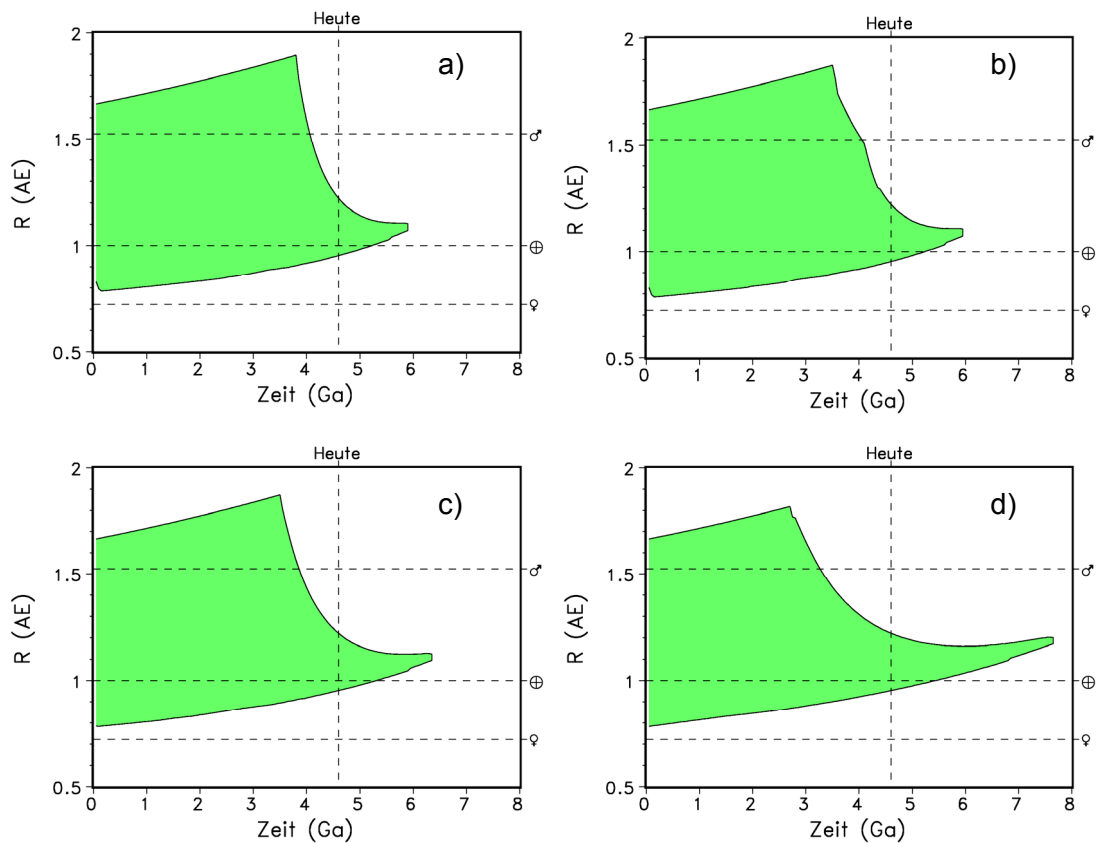
Die Werte der zusätzlichen Parameter  $C_{ij}$  und  $D_{ij}$  sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Die Werte für  $\alpha_i$  sind 9,9707, -3,8727, 4,3784 und -5,7728 für  $i = 0,1,2$  und 3. Die resultierenden Werte für die Leuchtkraft und die effektive Temperatur sind im Hertzsprung-Russell-Diagramm (Abbildung 2.15) zusammengefasst.



**Abbildung 2.15:** Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (Leuchtkraft  $L$  in Abhängigkeit von der effektiven Temperatur  $T_{\text{eff}}$ ) für Zentralsterne im Massebereich 0,8 bis 2,5  $M_s$ . Es wurde nur die Hauptreihenentwicklung berücksichtigt. Aufeinander folgende Punkte für die massenspezifischen Graphen markieren einen Zeitschritt von 1 Ga. (Franck et al. 2000b)

### 2.3.3 Ergebnisse für die pHZ

Unser Ansatz zur Berechnung photosynthetisch-aktiver habitabler Zonen beinhaltet zwei Entwicklungsszenarien: die thermische Entwicklung des Planeten und die Leuchtkraftentwicklung des Zentralsterns. Mittels letzterem ist es möglich, die pHZ für die Erde im Sonnensystem zu berechnen, aber auch die pHZ für einen Erdzwilling um andere Zentralsterne zu definieren. Die Ergebnisse für die pHZ im Sonnensystem für verschiedene Kontinentwachstumsszenarien sind in Abbildung 2.16 dargestellt. Der Berechnung liegen die mit der Spreadingrate skalierten GFR-Werte ( $GFR_1$ ) zugrunde.



**Abbildung 2.16** Die photosynthetisch-aktive habitable Zone (grüner Abstandsbereich in AE) im Sonnensystem in Abhängigkeit von der Zeit für vier verschiedene Kontinentwachstumsszenarien: a) verspätetes lineares Wachstum, b) episodisches Wachstum (Condie 1990), c) lineares Wachstum, d) konstante Kontinentfläche. Die horizontalen gestrichelten Linien markieren den Abstand der Venus (♀), der Erde (⊕), und des Mars (♂) zur Sonne. Die Ergebnisse basieren auf  $GFR_1$ .

Generell ist zu erkennen, dass sich die pHZ zuerst zeitlich durch die Leuchtkraftzunahme der Sonne nach außen verschiebt und sich dann durch die thermische Entwicklung der Erde verengt, bis sie schließlich verschwindet. Heute erstreckt sich die pHZ von  $R_{\text{inner}} = 0,954$  AE bis  $R_{\text{outer}} = 1,221$  AE. Die innere Grenze unterscheidet sich kaum von den vorhergehenden Berechnungen von Hart (1979) und Kasting et al. (1993). Durch die Berücksichtigung der thermischen Evolution des Planeten kommt es aber gegenüber den Berechnungen von Kasting et al. (1993) zu einer deutlichen Verringerung der oberen Grenze um etwa 0,55 AE. In Abbildung 2.16 wird deutlich, dass die pHZ im Falle konstanter Kontinentfläche über die längste Zeit vorhanden ist und bei verspätet einsetzendem linearem Wachstum am kürzesten. Ursache dafür ist der heutige Gradient der Kontinentwachstumsfunktion, dessen Größe für die Modellrechnungen in der Zukunft ( $t > 4,6$  Ga) beibehalten wird. In Abbildung 2.16 wurde zusätzlich der Abstand von Venus, Erde und Mars eingezeichnet. Es ist erkennbar, dass eine Erde an Venusposition zu keiner Zeit habitabel gewesen wäre, wohingegen eine Erde an Marsposition (abhängig vom Modellansatz) noch vor 600 Millionen Jahren hätte bewohnbar sein können. Für die Erde lässt sich ein optimaler Abstand  $R_{\text{opt}}$  zur Sonne definieren, bei dem die Lebensspanne der Biosphäre am größten ist ( $t_{\text{s,max}}$ ). Der Zeitpunkt wird dadurch bestimmt, dass die pHZ vollkommen verschwindet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.4 zusammengestellt.  $R_{\text{opt}}$  für die Erde liegt etwa bei 1,1 AE. An dieser optimalen Position würde die Erde mit einer photosynthetisch-basierten Biosphäre eine mindestens doppelt so große Überlebensspanne haben.

**Tabelle 2.4** Der optimale Abstand der Erde zur Sonne  $R_{\text{opt}}$ , die maximale Überlebensspanne  $t_{\text{s,max}}$  und die Verlängerung der Überlebensspanne der Biosphäre bei optimalem Abstand  $\Delta t_{\text{s,max}}$ .

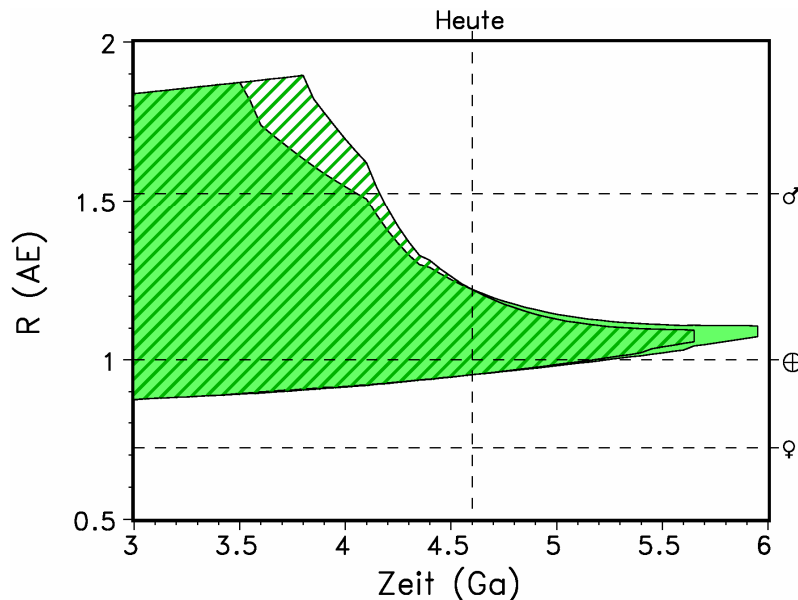
Kontinentwachstumsmodell	$R_{\text{opt}}$ [AE]	$t_{\text{s,max}}$ [Ga]	$\Delta t_{\text{s,max}}$ [Ga]
Verzögertes lineares Wachstum	1,09	1,30	0,65
Episodisches Wachstum (Condie 1990)	1,09	1,35	0,70
Lineares Wachstum	1,11	1,75	1,00
Konstante Kontinentfläche	1,19*	3,05*	2,20*

\*Hier bezeichnet  $R_{\text{opt}}$  den Abstand, an dem die pHZ bei  $t_{\text{s,max}}$  verschwindet. Tatsächlich verlässt der Planet im Abstand  $R_{\text{opt}}$  davor kurzzeitig die äußere Grenze der pHZ, so dass die eigentlich maximale Überlebensspanne der Biosphäre in einem geringeren Abstand mit einem kleineren Wert für  $t_{\text{s,max}}$  realisiert wird.

In Abbildung 2.17 sind die Ergebnisse für die pHZ im Sonnensystem mit episodisch wachsenden Kontinenten (Condie 1990) basierend auf mit der Spreadingrate skalierten Quellen (GFR<sub>1</sub>=grüner Bereich) und mit der Schmelztiefe zusätzlich skalierten Quellen (GFR<sub>2</sub>=grün-gestreifter Bereich) dargestellt. Dabei wird deutlich,



dass durch die zusätzliche Skalierung die maximale Überlebensspanne um 300 Millionen Jahre kürzer ist, ohne dass sich dabei  $R_{\text{opt}}$  verändert. Ursache sind die für die Zukunft geringeren GFR-Werte.

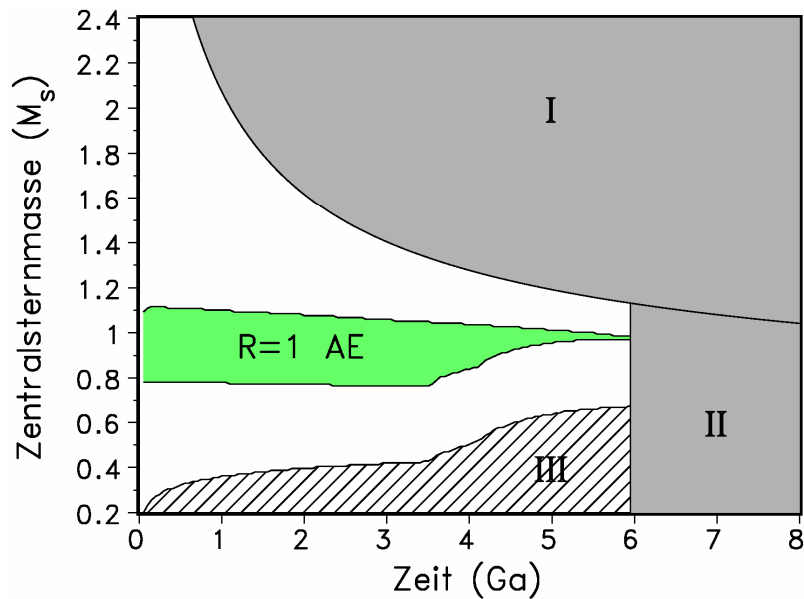


**Abbildung 2.17** Die photosynthetisch-aktive habitable Zone (Abstandsbereich in AE) im Sonnensystem in Abhängigkeit von der Zeit für episodisches Kontinentwachstum (Condie 1990) basierend auf  $GFR_1$  (grüner Bereich) und  $GFR_2$  (grün gestreifter Bereich).

In Abbildung 2.18 ist die pHZ für einen Erdzwilling im Abstand 1 AE um einen anderen Zentralstern dargestellt. Die Domäne im Diagramm, in der sich die pHZ eines Erdzwilings potentiell befinden könnte (weißer Bereich) wird durch zwei Faktoren begrenzt. (I) Wenn ein Stern die Hauptreihe verlässt ( $t > \tau_H$ ) und zum Roten Riesen wird, verschwindet die pHZ. (II) Im Zentralsternmassenbereich von etwa 1,15 bis 2,2  $M_s$  wird die Domäne durch die maximale Lebensspanne der Biosphäre ( $t > t_{s,max} = 5,95$  Ga) und damit durch die Geodynamik bestimmt. (III) Im schraffierten Bereich würde ein Erdzwilling um einen Zentralstern der entsprechenden Masse gebunden rotieren. Joshi et al. (1997) haben gezeigt, dass primitive Lebensformen trotz extremer Umweltbedingungen auf solchen Planeten existieren könnten. Das Auftreten höherer Lebensformen wie Pflanzen ist allerdings fraglich (siehe Abschnitt 3.5.3).

Eine weitere Einschränkung der Habitabilität ergibt sich in extrasolaren Planetensystemen, in denen neben dem Erdzwilling Riesenplaneten anwesend sind. Der Riesenplanet kann den Bereich stabiler Orbits eines fiktiven Erdzwilings stark einschränken oder der Bereich verschwindet vollkommen. Verweilt ein Erdzwilling für hinreichend lange Zeit auf einer stabilen Bahn um seinen Zentralstern

in der pHZ so spricht man von dynamischer Habitabilität. Entsprechende Untersuchungen zur dynamischen HZ eines Erdzwilling findet man in Cuntz et al. (2003), von Bloh et al. (2003d) und von Bloh et al. (2007).



**Abbildung 2.18** Die pHZ eines Erdzwilling im Abstand 1 AE (grüner Bereich) in Abhängigkeit von der Zentralsternmasse (in Sonnenmassen  $M_s$ ). Die Domäne im Diagramm, in der sich die HZ eines Erdzwilling potentiell befinden könnte (weißer Bereich) wird durch zwei Faktoren begrenzt (grauer Bereich): (I)  $t > \tau_H$  und (II)  $t > t_{\max}$ . (III) bezeichnet den Bereich gebundener Rotation (schraffierter Bereich). (nach Franck et al. 2000b und Bounama et al. 2004b)

## 3. Modell für Supererden

### 3.1 Einführung

Bis heute wurden extrasolare Planeten um mehr als 200 Hauptreihensterne entdeckt. Mit Hilfe der verfügbaren Beobachtungsmethoden gelang hauptsächlich der Nachweis jupiterähnlicher Riesenplaneten. Deshalb konnte bis vor kurzem nur über die Existenz und mögliche Habitabilität von erdähnlichen Planeten in extrasolaren Systemen spekuliert werden (Cuntz et al. 2003, Franck et al. 2003, von Bloh et al. 2003d, Jones et al. 2006, von Bloh et al. 2007a). Theoretische Arbeiten haben vorausgesagt, dass die Bildung von massiven terrestrischen Planeten bis 10 Erdmassen ( $M_{\oplus}$ ) möglich ist (z.B. Ida und Lin 2004a). Das gilt auch für Systeme, die einen sogenannten *Hot Jupiter* (Planeten mit Jupitermasse auf einer zentralsternnahen Umlaufbahn) enthalten (Raymond et al. 2005). Mit voranschreitender Genauigkeit der Meßmethoden wurden in der letzten Zeit tatsächlich immer masseärmere Planetenkandidaten ermittelt. Im Jahr 2005 entdeckten Rivera et al. einen Planeten mit einer Minimalmasse von  $7,5M_{\oplus}$  (GJ 876d). Er umkreist GJ 876, einen etwa 15 Lichtjahre entfernten M4-Stern, in einer Entfernung von 0,02 AE. Der ersten Entdeckung folgten ein  $5,5M_{\oplus}$ -Planet (OGLE-2005-BLG-390Lb) bei 2,6 AE um einen M-Zwerg (Beaulieu et al. 2006) und ein  $10,2M_{\oplus}$ -Planet (HD69830b) bei 0,08 AE um einen K0V-Stern (Lovis et al. 2006). Der neuerliche Nachweis von zwei Planeten mit  $5,06M_{\oplus}$  bei 0,073 AE (Gl 581c) und  $8,3M_{\oplus}$  bei 0,25 AE (Gl 581d) (Udry et al. 2007) um den Roten Zwerg Gliese 581, weckte sogar die Hoffnung, dass man den ersten habitablen extrasolaren Planeten (Gl 581c) entdeckt hätte.

Der Nachweis dieser Planeten (bis auf OGLE-2005-BLG-390Lb) gelang mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode: Stern und Planet(en) bewegen sich unter dem Einfluss der Gravitation um ihren gemeinsamen Schwerpunkt. Die Bewegung des Sterns ist aufgrund seiner größeren Masse deutlich kleiner. Man kann die Komponente der periodischen Bewegung des Sterns in Sichtrichtung (Radialgeschwindigkeit) durch die Beobachtung der Verschiebung der Spektrallinien aufgrund des Dopplereffekts mittels Spektroskopie nachweisen. Da die Bahnneigung unbekannt ist, kann man hier bei bekannter Sternmasse nicht die Planetenmasse  $m$  selbst, sondern nur eine Untergrenze ( $m \sin i$ , wobei  $i$  die Inklination, also die Neigung der Bahnebene zur Beobachtungsebene, ist) berechnen. Diese Methode ist die bislang erfolgreichste zum Nachweis extrasolarer Planeten. Bis heute wurden damit etwa 240 Kandidatenplaneten ermittelt (*Der interaktive extrasolare Planetenkatalog* von Jean Schneider: <http://exoplanet.eu>). OGLE-2005-BLG-390Lb wurde durch die gravitational-microlensing-Methode (Gravitationslinsen) nachgewiesen. Unter Microlensing versteht man die Verstärkung des Lichts eines Hintergrundobjekts durch Gravitationslinsenwirkung eines Vordergrundsterns. Die Verstärkung nimmt zu und wieder ab, während sich

der Stern vor dem Hintergrundobjekt vorbeibewegt. Mit dieser Methode wurden bislang nur 4 Planeten nachgewiesen. Eine weitere Nachweismöglichkeit ist die Transitmethode: Falls die Umlaufbahn eines Planeten so liegt, dass er aus Sicht der Erde genau vor dem Stern vorbeizieht, entstehen durch die Abdeckung periodische Absenkungen der Helligkeit des Sterns. Mittels Photometrie kann man diese Helligkeitsschwankungen messen. Diese Messung kann mittels terrestrischer Teleskope oder wesentlich genauer durch Satelliten durchgeführt werden.

Terrestrische Planeten mit einer Masse, die bis zu 10 Mal größer als die der Erde sein kann, bezeichnet man auch als *Supererden* (Valencia et al. 2006). Es handelt sich um erdähnliche, felsige Planeten, für die man eine der Erde ähnliche chemische und mineralische Zusammensetzung annimmt. Sie besitzen keine signifikante Gashölle aus  $H_2$  und He, d.h. sie konnten ihre Uratmosphäre nicht bewahren (Seager et al. 2007). Das ist möglich für Planeten bis maximal  $15M_{\oplus}$  (Wuchterl et al. 2000). Supererden enthalten weniger als 10% Gewichtsanteile an Wasser (Selsis et al. 2007). Sie befinden sich unterhalb der Schneelinie, der Entfernung zum Zentralstern, ab der Wassereis stabil existieren kann. Planetesimale, die sich jenseits der Schneelinie gebildet haben, enthalten große Mengen an Wassereis.

Die Bildung terrestrischer Planeten mit bis zu  $10M_{\oplus}$  ist wahrscheinlich, auch wenn in unserem Sonnensystem kein derartiger Planet existiert. Wenn man den Sonnennebel mit der minimalen Masse rekonstruiert, aus dem sich über die protoplanetare Scheibe unser Sonnensystem entwickelt hat, und die Ergebnisse mit den aktuellen Kenntnissen über typische protoplanetare Scheiben vergleicht (Hayashi 1981, Wetherill 1990, Beckwith und Sargent 1996, Wyatt et al. 2003), kann man feststellen, dass ausreichend festes Material vorhanden war, um Planeten zu bilden zu können, die größer als die Erde wären. Wenn ein Planetenembryo über eine Erdmasse hinaus wächst, beginnt es, Gas aus der Scheibe anzusammeln. Solch eine Akkretion kann sich schnell zu einem sich selbst verstärkenden Prozess entwickeln und zur Bildung von Gasriesen wie Jupiter führen (Mizuno 1980, Stevenson 1982, Bodenheimer und Pollack 1986). Der Wert der kritischen Masse, ab dem solch ein rasantes Wachstum einsetzt, bestimmt, ob sich Supererden überhaupt bilden können. Die exakte Bestimmung der kritischen Masse würde 3-dimensionale Modelle der Strahlungshydrodynamik erfordern. Einfache numerische Modelle (Ikoma et al. 2000) zeigten, dass die kritische Masse mit Sicherheit von der Akkretionsrate und der Opazität des Scheibengases abhängt. Man kann erwarten, dass Planeten von etwa  $10M_{\oplus}$  bis  $100M_{\oplus}$  und darüber so rapide wachsen, dass man Planeten mit Endmassen im Zwischenbereich  $10M_{\oplus}$  -  $100M_{\oplus}$  nur selten finden wird (die sogenannte "Planetenwüste" - *planet desert*). Ida und Lin (2004a) führten dazu detaillierte Berechnungen durch. Diese Berechnungen sagten aber auch eine große Anzahl von Supererden im inneren Teil der Scheibe voraus. Aktuelle Simulationen der Planetenbildung (Laughlin et al. 2004, Ida und Lin 2005) deuten darauf hin, dass um massearme Primärsterne die Planetenbildung zu massearmen Planeten in der Uranus/Neptun-Domäne tendiert. Gravitative Instabilitäten können ebenfalls zur

Bildung von Supererden um M-Zwerges führen (Boss 2006). Überhaupt dürften um M-Sterne signifikant mehr Supererden als Gasriesen zu finden sein, was auch von den bisherigen Beobachtungen gestützt wird (Boss 2006, Bonfils et al. 2006). Ein gewisser Teil der massereichen Planeten wird einen erheblichen Volatilengehalt (Primärwasser) aufweisen. Der genaue Anteil dieser *Ozeanplaneten* ist aber noch unbekannt (Raymond et al. 2004).

Planeten mit Erdmasse auf erdähnlichen Umlaufbahnen um sonnenähnliche Sterne können mit der heutigen Technologie, die eine Genauigkeit von etwa 1 m/s bei der Messung der Radialgeschwindigkeit hat, noch nicht nachgewiesen werden (Seager et al. 2007). Würde man unser Sonnensystem von außen beobachten, betrüge die durch die Erde verursachte Änderung der Radialgeschwindigkeit der Sonne nur 0,1 m/s. Deshalb ist die Untersuchung von Supererden und anderen massereichen Planeten (bis ca.  $20M_{\oplus}$ ) ein zentrales Forschungsgebiet. Supererden sind die ersten Kandidaten für eine *zweite Erde*. Die bisher entdeckten Supererden umkreisen ihren Zentralstern auf relativ engen Bahnen. Trotzdem könnten sich in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Sterns diese Bahnen gerade in der habitablen Zone befinden. Hierbei rücken leuchtschwächere Zentralsterne wie z.B. M-Sterne in den Fokus der Untersuchungen (Lammer 2007).

Im Folgenden soll versucht werden, die thermische Evolution von Supererden mit Hilfe des in Kapitel 2 vorgestellten Modells für die Erde zu berechnen und eine allgemeine Aussage über die Bewohnbarkeit und die Überlebensspanne der Biosphäre zu treffen. Anschließend wenden wir das thermische Supererdenmodell auf die Berechnung der pHZ im System Gl 581 an.

## 3.2 Die thermische Evolution von Supererden

### 3.2.1 Skalengesetze für Masse und Radius

#### 3.2.1.1 Ozeanplaneten und Supererden

Nach einem allgemein akzeptierten Szenario erfolgt die Bildung von Planeten in einer Reihe von Schritten (z.B. Lissauer 1993, Ida und Lin 2004a,b, Raymond et al. 2006b, 2007). Zuerst agglomerieren Materialien – Eisenverbindungen und Silikate oder Silikate und Eis je nach Position bezüglich der Schneelinie – und bilden eine Vielzahl von bis zu kilometergroßen Planetesimalen. Durch die durch Gravitation verursachten Zusammenstöße entstehen danach die Planetenkerne. Wenn deren Masse einen kritischen Wert erreicht und Gas in der Scheibe noch vorhanden ist, akkretieren sie dieses in einer rasanten Phase (Pollack et al. 1996) und es bilden sich Gasriesen.

In Anlehnung an Pollack et al. (1996) nehmen wir an, dass die kritische Masse größer als  $10M_{\oplus}$  ist und ein Planet mit  $M < 10M_{\oplus}$  nur eine vernachlässigbare  $H_2$ -He-

Atmosphäre akkretiert hat. Es ist entweder ein felsiger Planet, möglicherweise mit einem begrenzten Wasseranteil ( $< 5\%$  Gewichtsanteil, Raymond et al. 2004), wenn er sich näher am Stern als die Schneelinie gebildet hat, oder es ist ein eisiger Planet, wenn er sich weiter entfernt gebildet hat. Falls solch ein eisiger Planet in das Innere des Planetensystems migriert, wird er zu einem *Ozeanplaneten* (Léger et al. 2004), wenn die Migration nicht zu nahe am Zentralstern stoppt. Diese Planeten können in einem Abstand von etwa 1 AE ihre Volatile für einige Milliarden Jahre halten, während sich ihre dichte Dampfatmosphäre nur langsam hydrodynamisch verflüchtigt (Kuchner 2003).

Aus den oben genannten Bildungsszenarien wird klar, dass ein kleiner Planet nicht unbedingt ein terrestrischer Planet sein muss. Die Zusammensetzung kleiner Planeten im Massebereich  $1M_{\oplus}$  bis  $10M_{\oplus}$  kann sehr unterschiedlich sein. Bei gleicher Masse hat ein Planet mit einem höheren Wasseranteil eine geringere mittlere Dichte als ein trockener Planet und sein Radius sollte dementsprechend größer sein. Planeten mit einer signifikanten Gashülle aus Wasserstoff und Helium wären ebenfalls bedeutend größer. Deshalb stellt sich die generelle Frage, ob man durch die Messung des Radius und durch die Bestimmung der Masse eines Planeten mit Hilfe von Skalengesetzen Rückschlüsse auf den inneren Aufbau ziehen kann.

Die Unterscheidung zwischen Ozeanplaneten und trockenen felsigen Supererden ist nicht trivial, weil bei einer gegebenen Masse  $M$  der Planetenradius  $R$  verschiedenen Mischungen aus Eisen im Kern, Mantelmineralien und Eis entsprechen kann (Valencia et al. 2007a).  $R$  und  $M$  müssen dazu aus den Beobachtungsdaten mit einer bestimmten Genauigkeit ermittelt werden (Selsis et al. 2007). Wenn man trockene und Ozeanplaneten unterscheiden könnte, hätte das wesentlichen Einfluss auf die Theorie der Planetenentstehung. Viele Modelle (Ida und Lin 2004a, Rafikov 2007, Kennedy et al. 2006, Raymond et al. 2006a) sagen die Bildung von Supererden mit einer großen Variabilität der chemischen Zusammensetzung voraus. Auf Ozeanplaneten erwartet man keine höheren Lebensformen, weil Kontinente und die damit zusammenhängenden Prozesse fehlen (Selsis et al. 2007). Eine Aussage über die mögliche Existenz habitabler Bedingungen auf einem Planeten ist damit ebenfalls von der Unterscheidungsmöglichkeit abhängig.

### *3.2.1.2 Materialabhängige Masse-Radius-Beziehungen*

Durch die enormen Druckeffekte und die hohen inneren Temperaturen in Supererden verhält sich die Masse zum Radius nicht wie  $M \propto R^{3/2}$ . Valencia et al. (2006) ermittelten erstmals für verschiedene Gesamtzusammensetzungen der Planeten ein Skalengesetz

$$R = R_{\oplus} \left( \frac{M}{M_{\oplus}} \right)^{0,267-0,272}, \quad (3.2.1)$$

wobei Manteldicke, Kernradius und mittlere Dichte ebenfalls nach diesem Potenzgesetz skaliert werden. Wenn man annimmt, dass das Material, das Supererden bildet, das gleiche Material ist, aus dem auch die Erde gebildet wurde, dann müssen die radioaktiven Wärmequellen mit der Mantelmasse skalieren. Für Planeten mit größerem Mantel erwartet man einen größeren Wärmefluss. Auf der Basis der Skalengesetze von Valencia et al. (2006) und einem Modell mit parametrisierter Konvektion vermuten Valencia et al. (2007a), dass ein massereicher Planet wahrscheinlich in einem plattentektonischen Regime analog zur Erde konvektiert. Je massereicher ein Planet ist, desto größer ist die Rayleighzahl, die ein Maß für die Stärke der Konvektion ist, desto dünner ist die obere Grenzschicht (Lithosphäre) und desto schneller sind die Konvektionsgeschwindigkeiten. Nach ihren Untersuchungen skaliert der Wärmefluss eines massereichen felsigen Planeten proportional mit der Masse, so dass die Temperatur unter der Lithosphäre im Falle temperaturabhängiger Viskosität nahezu unabhängig von der Planetenmasse ist. Dieses Szenario ist günstig für die Subduktion der Lithosphäre und den Beginn von Plattentektonik (Moresi und Solomatov 1998). Deshalb nehmen Valencia et al. (2007a) an, dass die thermische Entwicklung von Supererden so verläuft, dass sie zum gleichen Verhältnis von langfristigem Abkühlen zur radioaktiven Erwärmung (Urey-Verhältnis) führt wie das auf der Erde. Das wäre der erste Schritt, die langfristige Abkühlung mit der Masse zu skalieren.

Valencia et al. (2007b) verallgemeinerten ihr Potenzgesetz (3.2.1) zu

$$R = a R_{\oplus} \left( \frac{M}{M_{\oplus}} \right)^{\beta}. \quad (3.2.2)$$

Für 0% bis 50% Wasseranteil berechneten sie dann  $a$  und  $\beta$ . Der Koeffizient  $a$  gibt an, um wie viel größer die Erde sein würde, wenn sie verschiedene Wasseranteile hätte. Hätte die Erde einen Wassergewichtsanteil von 50%, dann würde sich ihr Radius um 26% vergrößern. Sotin et al. (2007) geben ebenfalls diesen Wert an. Der Exponent  $\beta$  sinkt leicht, wenn der Wassergewichtsanteil steigt (zurückzuführen auf die hohe Kompressibilität von Wasser) und  $a$  steigt nahezu linear mit dem Wassergewichtsanteil an (zurückzuführen auf die geringe Dichte von Wasser). Nach Valencia et al. (2007b) gibt es bei gegebener planetarer Masse einen maximalen Radius für einen terrestrischen Planeten. Dieser Radius trennt Planeten mit trockener felsiger Zusammensetzung von denen, die einen Wassergewichtsanteil von mehr als 10% haben. Ein gemessener Planetenradius, der diesen kritischen Wert überschreitet, würde darauf hinweisen, dass dieser Planet ein Ozeanplanet ist. Valencia et al. (2007b) bestimmten  $\beta$  zu 0,262. Dieser etwas kleinere Exponent (Gleichung 3.2.1  $\beta \approx 0,27$ ) ist hauptsächlich auf die Verbesserung der Modellierung

der Druckeffekte zurückzuführen. Die Skalierung ist unabhängig von Temperatureffekten (Oberflächentemperatur, konstante Viskosität im Vergleich zu temperaturabhängiger Viskosität) und dem Masseanteil des Kerns. Sie unterscheidet sich nur wenig für verschiedene Kernzusammensetzungen.

Sotin et al. (2007) skalierten den Radius von Supererden entsprechend Gleichung 3.2.2 mit  $a = 1$  und  $\beta = 0,274$ , also sehr ähnlich Valencia et al. (2006), denn die Parameter, die in die jeweiligen Formeln eingehen, kommen aus denselben Quellen. Sotin et al. (2007) setzten voraus, dass der Planet eine der Metallizität des Zentralsterns entsprechende chemische Zusammensetzung hat. Wie auch immer der Zustand des Eisenkerns ist (flüssig oder fest), die vergleichbaren Resultate der beiden Studien zeigen, dass die Masse-Radius-Skalierung nicht davon abhängt. Die Skalierungsparameter für eine Planeten im Massebereich der Supererden ( $1M_{\oplus}$  -  $10M_{\oplus}$ ) aber mit einem Wassergewichtsanteil von 50% ändern sich auf  $a = 1,262$  und  $\beta = 0,275$ .

Valencia et al. (2007b) geben eine Verallgemeinerung ihres 2006 aufgestellten Potenzgesetzes (Gleichung 3.2.2) folgendermaßen an

$$R = (1 + 0,56 \cdot IMF) R_{\oplus} \left( \frac{M}{M_{\oplus}} \right)^{0,262 (1 - 0,138 \cdot IMF)}, \quad (3.2.3)$$

wobei *IMF* (ice mass fraction) den Wassergewichtsanteil des Planeten darstellt. Mit Hilfe von Gleichung 3.2.3 kann man  $a$  und  $\beta$  in Gleichung 3.2.2 für die verschiedenen Wassergewichtsanteile bestimmen. Danach würde sich für einen Wassergewichtsanteil von 50%  $a = 1,265$  und  $\beta = 0,244$  ergeben.

Fortney et al. (2007) berechneten ebenfalls Masse-Radius-Beziehungen über fünf Größenordnungen für die Planetenmasse. Die resultierende analytische Funktion für Planeten, die aus felsigem Material und Eisen aufgebaut sind, lautet

$$R = (0,0592 \cdot RMF + 0,0975)(\lg M)^2 + (0,2337 \cdot RMF + 0,4938)\lg M + (0,3102 RMF + 0,7932), \quad (3.2.4)$$

wobei *RMF* (rock mass fraction) den Anteil felsigen Materials zur Gesamtmasse des Planeten darstellt ( $RMF = 1$  sind reine Gesteinsplaneten,  $RMF = 0$  sind reine Eisenplaneten).  $R$  und  $M$  werden in Erdmassen ( $M_{\oplus}$ ) und Erdradien ( $R_{\oplus}$ ) angegeben. Für erdähnliche Planeten und damit auch Supererden beträgt der Masseanteil an felsigem Material etwa 67% ( $RMF = 0,67$ ). Entsprechend sind 33% der Gesamtmasse Eisen. Gleichung 3.2.5 ergibt im Bereich  $1M_{\oplus} - 10M_{\oplus}$  eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Valencia et al. (2006).

Seager et al. (2007) bestimmten Masse-Radius-Beziehungen für feste Exoplaneten, die primär aus Eisen, Silikaten, Wasser und Kohlenstoffkomponenten aufgebaut sind. Supererden sind danach Eisen-Silikat-Planeten mit einem Masseanteil des



Kerns von 32,5% und 67,5% MgSiO<sub>3</sub> im Mantel. Für diese Zusammensetzung ergibt sich in dieser Studie folgende Beziehung:

$$\lg\left(\frac{R}{3,19R_{\oplus}}\right) = k_1 + 1/3 \lg\left(\frac{M}{6,41M_{\oplus}}\right) - k_2 \left(\frac{M}{6,41M_{\oplus}}\right)^{k_3} \quad (3.2.5)$$

Gleichung 3.2.5 ist für Planetenmassen bis  $\approx 20M_{\oplus}$  gültig. Für differenzierte Planeten, zu denen Supererden gehören, sind die Werte für  $k_1 = -0,20945$ , für  $k_2 = 0,0804$  und für  $k_3 = 0,394$ .

### 3.2.1.3 Messgenauigkeiten zur möglichen Differenzierung

Die CoRoT-Mission (<http://CoRoT.oamp.fr>, Rouan et al. 1999) wurde Ende 2006 erfolgreich gestartet und die *Kepler*-Mission (<http://kepler.nasa.gov>, Koch et al. 2006) ist für das Jahr 2008 geplant. Diese Transit-Beobachtungsprogramme sollen die Radien der entdeckten Planeten bestimmen und mit Hilfe einer anschließenden Doppler-Messung, wenn möglich, auch deren Masse ermitteln.

CoRoT (**C**onvection, **R**otation and planetary **T**ransits) ist ein Teleskop, das in einer niedrigen Umlaufbahn ( $\approx 900$  km) um die Erde platziert ist. Mit seiner Hilfe werden Helligkeitsschwankungen von Sternen untersucht. Es kann ein bestimmtes Sternfeld nur während 5 Monaten (150 Tagen) kontinuierlich beobachten. Der Nachweis eines Planetenkandidaten durch die Transitmethode erfordert die Beobachtung von mindestens 3 Transits. Dadurch können von CoRoT nur Planeten mit Umlaufperioden  $P < 75$  Tage detektiert werden. Bei einem sonnenähnlichen Stern entspricht das einer Entfernung des Planeten von 0,35 AE (kreisförmige Umlaufbahn) und einer Schwarzkörpertemperatur (Albedo = 0, kein Treibhauseffekt) von  $T_{\text{bbr}} > 460$  K (Selsis et al. 2007). Planeten mit  $P < 75$  Tage könnten nach Selsis et al. (2007) habitabel sein, wenn ihr Zentralstern masseärmer als ein K5-Stern ( $\approx 0,7M_{\text{s}}$ ) ist. Solche massearmen Sterne repräsentieren aber nur 1,5% der Sterne, die CoRoT beobachten wird. Mit weniger als 200 von ihnen im Beobachtungsfeld und einer Transitwahrscheinlichkeit von etwa 1%, ist es unwahrscheinlich, dass CoRoT einen Transit eines habitablen Planeten beobachten wird.

Für die *Kepler*-Mission sieht die Situation etwas anders aus. Es handelt sich um eine größere Mission, die kontinuierlich über 4 Jahre in einer der Erde folgenden, heliozentrischen Umlaufbahn beobachten wird. Die Raumsonde kann Planeten um sonnenähnliche Sterne mit Umlaufzeiten  $P \leq 1,33$  Jahre nachweisen, was einem Planetenabstand von  $\leq 1,21$  AE und  $T_{\text{bbr}} \geq 250$  K entspricht und den Bereich der erdähnliche Planeten – das Hauptziel der Mission – einschließt. Mit Hilfe dieser Mission könnten mehr als 50 Planeten von Erddimension ( $1R_{\oplus}$ ) und mehrere hundert Supererden ( $\approx 1,3R_{\oplus}$ ) entdeckt werden. Aber auch für *Kepler* ist der Nachweis innerer Planeten einfacher und genauer.

Das zurzeit beste, verfügbare Doppler-Instrument für die nachfolgende Untersuchung der durch die Transitmethode (*Kepler* oder CoRoT) bestimmten Planetenkandidaten ist der HARPS-Spektrograf am 3,6-Meter-Teleskop des La-Silla-Observatoriums (Chile) der europäischen Südsternwarte (ESO). HARPS steht für **H**igh **A**ccuracy **R**adial **V**elocity **P**lanet **S**earcher. Für lichtschwache Sterne (Magnitude der scheinbaren Helligkeit  $m_v > 10$ ) liegt seine Ungenauigkeit nahe dem Limit des Schrotrauschens. Er ist in der Lage, Radialgeschwindigkeiten mit einer Genauigkeit von 1 m/s zu messen.

Viele der in Abschnitt 3.2.1.1 genannten Studien zur Radius-Masse-Skalierung beschäftigen sich auch mit der notwendigen Genauigkeit der Beobachtungsmethoden. Valencia et al. (2007b) bestimmten eine Grenze für die Genauigkeit, mit der Planetenradius und die Planetenmasse bestimmt werden müssen, um eine spezielle Gesamtzusammensetzung des Planeten zu verifizieren. Man braucht  $\approx 5\%$  Genauigkeit für den Radius und  $\approx 10\%$  bei der Masse (mittlere Abschätzung über den Massebereich  $1M_{\oplus} - 10M_{\oplus}$  und alle berechneten Modelle). Die Instrumente, die derzeit entwickelt werden, könnten in den nächsten 5 Jahren mit einer derartigen Genauigkeit messen, speziell *Kepler* (NASA) in Zusammenarbeit mit dem HARPS-NEF-Spektrografen (ESA), der für die nördliche Hemisphäre eingesetzt werden soll. NEF ist die Abkürzung für **NGST-** (*Next-Generation Space Telescope*) **Exoplanet Finder**.

Selsis et al. (2007) stellen fest, dass die Unsicherheitsquellen für die planetare Dichtebestimmung aus der Massebestimmung durch die Radialgeschwindigkeitsmessung, der Bestimmung des Sternradius und der photometrischen Messung während des Transits stammen. Wie erwartet, ist die Genauigkeit der *Kepler*-Photometrie höher als die von CoRoT. Trotzdem ist mit den heute zur Verfügung stehenden Instrumenten die Unsicherheit bei der Radialgeschwindigkeitsmessung der limitierende Faktor bei den erwarteten Nachweisen von beiden Missionen. Die bevorzugte Nachweisdomäne der anvisierten Ziele korreliert mit den leuchtstärksten Sternen ( $m_v < 14$ ) und den sternnächsten Umlaufbahnen, besonders für CoRoT. Klares Ergebnis von Selsis et al. (2007) ist, dass die größte Leistungsfähigkeit von beiden Missionen nur erreicht werden kann, wenn eine neue Generation von Messgeräten für die Radialgeschwindigkeit gebaut wird, die in der Lage sind, präzise Messungen bei leuchtschwachen Sternen durchzuführen. Bis das möglich ist, sollten die interessantesten, durch die Missionen detektierten Kandidaten durch Doppler-Geschwindigkeitsmessungen vom Boden mittels HARPS weiter untersucht werden.

Seager et al. (2007) diskutierten ausführlich den Zusammenhang zwischen Messunsicherheiten und Detektionsmöglichkeiten. Bei der Bestimmung der Planetenmasse und des Radius gehen Größen ein, die aus den Sternparametern ermittelt werden. Wenn man voraussetzt, dass das Rauschen vom Zentralstern gering ist, summieren sich Messungenauigkeiten und Unsicherheiten für die Sternmasse und den Sternradius im Quadrat. Nach Seager et al. (2007) kann man

mit Messungengenauigkeiten bis maximal 20% bei der planetaren Masse und dem Radius robust aussagen, ob ein Planet überwiegend aus festen Bestandteilen aufgebaut ist oder eine signifikante Gashölle (wie Uranus und Neptun) besitzt. Mit 10% Messunsicherheit könnte man vielleicht aussagen, ob ein Planet sehr viel Wasser oder Eisen besitzt, falls der Planet eine sehr hohe oder sehr geringe Dichte im Radiusbereich fester Planeten hat. Bei  $\approx 5\%$  Messungengenauigkeit kann man zwischen Planeten unterscheiden, die überwiegend aus Wassereis, überwiegend aus Silikaten oder überwiegend aus Eisen aufgebaut sind. Es ist möglich, Wasserplaneten mit mehr als 25% Gewichtsanteilen Wassereis und plausiblen Eisen-Silikat-Verhältnissen, sowie Wasserplaneten mit 50% Gewichtsanteilen Wassereis mit beliebigen Eisen-Silikat-Verhältnissen zu identifizieren. Mit einer Messungengenauigkeit von etwa 2% wäre man in der Lage, nicht nur die grundlegende Zusammensetzung jedes Eisen/Silikat/Wasserplaneten zu bestimmen, sondern auch Hinweise auf den relativen Anteil jedes Materials zu finden.

Auch wenn die Unsicherheiten bei der Bestimmung von Radius und Masse des Planeten unter 1% sinken, wird man die genaue Zusammensetzung, wie z.B. den Anteil verschiedener Materialien im Kern und abgegrenzte Schichten, kaum bestimmen können, da verschiedene Anteile von Eisen im Kern, Silikaten im Mantel und Wasserschichten zum gleichen Planetenradius bei identischer Masse führen. Beobachtungsunsicherheiten für die Planetenmasse und den Radius werden in der nächsten Dekade nicht besser als ein paar Prozent sein. Seager et al. (2007) argumentieren deshalb, dass detaillierte Modelle für das Innere von Exoplaneten nicht notwendig sind, um auf die Gesamtzusammensetzung zu schließen.

### 3.2.2 Anwendung der Skalengesetze

Die thermische Evolution von Super-Erden soll hier anhand des in Abschnitt 2.1 dargestellten Modells für die Erde unter Anwendung von Skalengesetzen berechnet werden. Wir folgen mit unserer Parametrisierung Valencia et al. (2007b) und Sotin et al. (2007). Entsprechend Gleichung 3.2.2 soll gelten

$$R = 1R_{\oplus} \left( \frac{M}{M_{\oplus}} \right)^{0,27} . \quad (3.2.6)$$

Nach Gleichung 3.2.6 skalieren der Planetenradius, die Manteldicke, der Kernradius und die mittlere Dichte mit der Masse (Valencia et al. 2006). In Tabelle 3.1 sind alle für die thermische Evolution zu skalierenden Parameter für einen Planeten mit  $5M_{\oplus}$  und  $10M_{\oplus}$  zusammengefasst. Zum Vergleich wurden die entsprechenden Werte für einen Erdmasseplaneten ( $1M_{\oplus}$ ) angegeben. Für einen  $n$ -mal massereicheren Planeten, soll gelten, dass die Masse eines Ozeans ebenfalls  $n$ -mal größer ist. Alle weiteren, unveränderten, in unsere Berechnungen eingehenden Arbeitsgrößen sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Da man voraussetzt, dass Supererden aus den gleichen

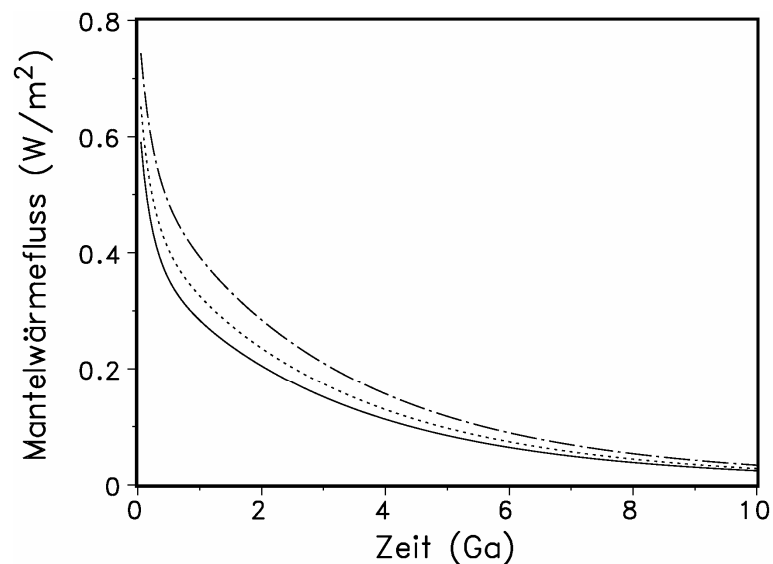
Materialien wie die Erde (was auch das Wärmequelleninventar beinhaltet) zusammengesetzt sind, ändern sich insbesondere die Materialkonstanten nicht. Die Dicke der oberen Grenzschrift nimmt mit zunehmender Planetenmasse als Konsequenz höherer Rayleighzahlen ab (Valencia et al. 2006). Da diese Größe in unserem Modell nicht explizit berechnet wird, nehmen wir deshalb in erster Näherung für unser Supererdenmodell an, dass die mittlere Dicke der Basaltschicht  $d_{\text{bas}}$  für alle Supererden gleich bleibt, also relativ mit zunehmender Masse des Planeten sinkt. Eine weitere Vereinfachung ist die Parametrisierung der Schmelztiefe. Um die Skalierung mit den Quellen auszuschließen (Abschnitt 2.2.3), setzten wir diesen Parameter zeitlich konstant auf den heutigen Wert für die Erde von  $d_m = 40$  km. Die Regasungsrate ist in diesem Modell ebenfalls konstant. Die Startwerte für die Wasserverteilung ( $n_m / n_s$ ) sowie das Gesamtinventar an Wasser ( $n_m + n_s$ ) wurden entsprechend Abschnitt 2.1 beibehalten. Eine Skalierung des Mantelwärmeflusses ist nicht notwendig, weil er intern im Modell berechnet wird. Valencia et al. (2006) skalierten den Wärmefluss linear mit der Masse.

**Tabelle 3.1:** Parameter zur Berechnung der thermischen Evolution von Supererden ( $1M_{\oplus}$ ,  $5M_{\oplus}$ ,  $10M_{\oplus}$ ) die sich von den Arbeitsgrößen für die Erde (Tabelle 2.1) unterscheiden.

Parameter	Größe			Einheit	Bezeichnung
	$1M_{\oplus}$	$5M_{\oplus}$	$10M_{\oplus}$		
$R_c$	$3471 \cdot 10^3$	$5360 \cdot 10^3$	$6463 \cdot 10^3$	m	Mantel, innerer Radius
$R_m$	$6271 \cdot 10^3$	$9684 \cdot 10^3$	$11677 \cdot 10^3$	m	Mantel, äußerer Radius
$A_s$	$5,1 \cdot 10^{14}$	$12,2 \cdot 10^{14}$	$17,7 \cdot 10^{14}$	m <sup>2</sup>	Oberfläche des Planeten
$V_m$	$8,6 \cdot 10^{20}$	$31,7 \cdot 10^{20}$	$55,5 \cdot 10^{20}$	m <sup>3</sup>	Mantelvolumen
$M_{oc}$	$1,404 \cdot 10^{21}$	$7,020 \cdot 10^{21}$	$14,040 \cdot 10^{21}$	kg	Masse eines Ozeans
$\rho_{\text{bas}}$	2950	4005	4569	kg·m <sup>-3</sup>	Dichte der ozeanischen Kruste
$\rho_m$	4400	5974	6815	kg·m <sup>-3</sup>	Mittlere Dichte des Mantels
$g$	9,81	20,55	28,26	m·s <sup>-2</sup>	Schwerebeschleunigung

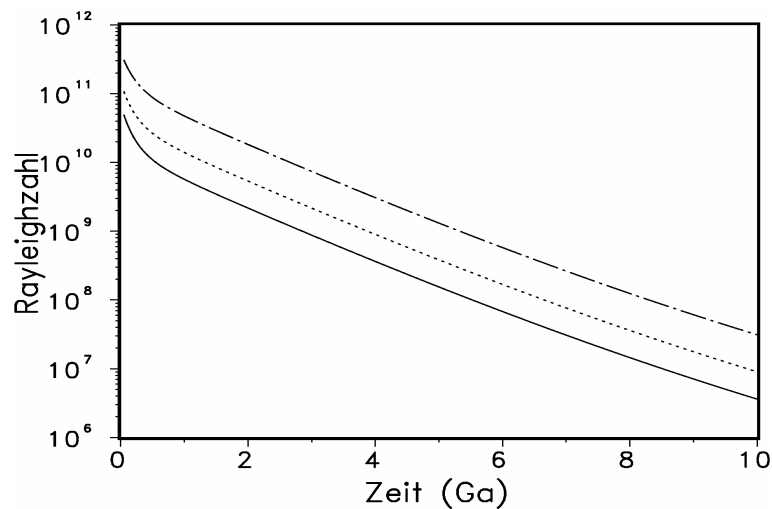
Zur Berechnung der thermischen Evolution von Planeten ist die Kenntnis der aktuellen Kontinentfläche wichtig, die für die Erde aus Kontinentwachstumsmodellen ermittelt wurde. In Tabelle 2.2 wird deutlich, dass eine Erde mit konstanter Kontinentfläche die längste Überlebensspanne der Biosphäre zeigt. Da für extrasolare Planeten unbekannt ist, in welchem Umfang Kontinente bestehen oder gewachsen sind, wenden wir hier ein Modell mit konstanter Kontinentfläche über die Entwicklungszeit an. Das hat einerseits den Vorteil, eine optimistische Abschätzung für die photosynthetisch-aktive habitable Zone und die Überlebensspanne der

Biosphäre zu erhalten und andererseits kann man den Einfluss unterschiedlicher Verteilungen von Land und Ozeanen auf einem Planeten simulieren. Die Ergebnisse der Berechnung der thermischen Evolution gehen als GFR-Werte in die weiteren Berechnungen für die pHZ und die Überlebensspanne von Supererden ein.



**Abbildung 3.1:** Die zeitliche Entwicklung des Mantelwärmefluss' für Supererden mit  $1M_{\oplus}$  (durchgezogene Linie),  $5M_{\oplus}$  (gepunktete Linie) und  $10M_{\oplus}$  (Strich-Punkt-Linie) für eine relative Kontinentfläche von 0,3 als Ergebnis des vorgestellten thermischen Evolutionsmodells.

Abbildung 3.1 zeigt die berechnete zeitliche Entwicklung des Mantelwärmefluss' am Beispiel von drei Supererden ( $1M_{\oplus}$ ,  $5M_{\oplus}$ ,  $10M_{\oplus}$ ) mit einer relativen Kontinentfläche von 0,3, d.h. 30% der Planetenoberfläche sind mit Kontinenten bedeckt. Der heutige Wert für die relative Kontinentbedeckung der Erde liegt im Modell bei 0,39. Je massereicher die Supererde ist, desto größer ist auch ihr Mantelwärmefluss. Für verschiedene Entwicklungszustände sind die Differenzen für  $q_m$  unterschiedlich, verringern sich aber nach dem Adjustment ständig.



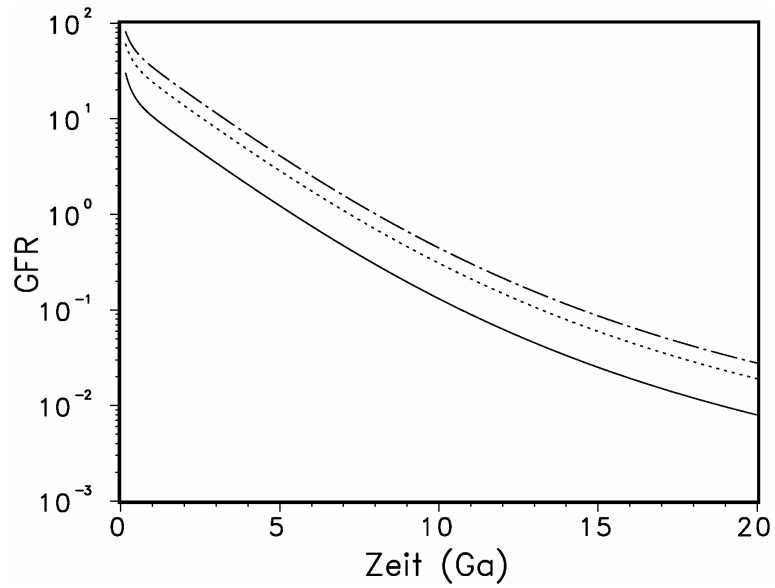
**Abbildung 3.2:** Die zeitliche Entwicklung der Rayleighzahl für Supererden mit  $1M_{\oplus}$  (durchgezogene Linie),  $5M_{\oplus}$  (gepunktete Linie) und  $10M_{\oplus}$  (Strich-Punkt-Linie) für eine relative Kontinentfläche von 0,3 als Ergebnis des vorgestellten thermischen Evolutionsmodells.

Abbildung 3.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der Rayleighzahl für die für Abbildung 3.1 ausgewählten Supererden. Wie erwartet (Valencia et al. 2007a), ist die Rayleighzahl für massereichere Planeten größer. Nach dem Adjustment skaliert die Rayleighzahl mit der Planetenmasse nach  $Ra \propto M^{1,78}$ .

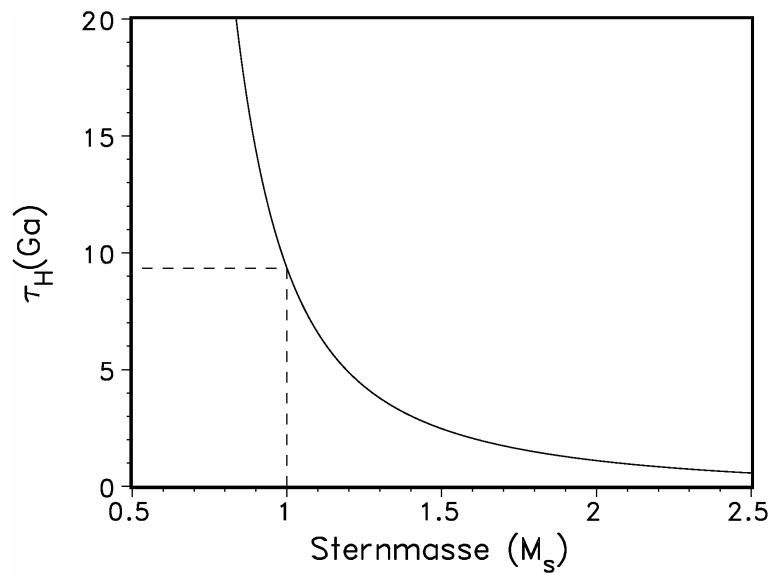
### 3.3 Die pHZ für Supererden

Die aus der thermischen Evolution mittels Skalierung gewonnenen GFR-Werte sind in Abbildung 3.3 beispielhaft für Supererden mit  $1M_{\oplus}$ ,  $5M_{\oplus}$  und  $10M_{\oplus}$  für eine relative Kontinentfläche von 0,3 dargestellt.

In Abbildung 3.4 ist die zeitliche Entwicklung der pHZ um einen sonnenähnlichen Zentralstern ( $1M_{\odot}$ ) für diese drei Planetenmassen und jeweils unterschiedliche relative Kontinentflächen dargestellt. Die pHZ für einen Erdmasseplaneten (Abbildung 3.4a) für eine relative Kontinentfläche  $r_c = 0.4$  entspricht etwa der Darstellung in Abbildung 2.16d. Die generelle Entwicklung der pHZ wurde in Abschnitt 2.3.3 bereits diskutiert. Je massereicher die Supererde ist, desto länger könnte sie habitabel sein, weil durch das langsamere Auskühlen des Planetenkörpers die  $\text{CO}_2$ -Quellen länger dafür sorgen können, dass ausreichende Mengen dieses Gases in der Atmosphäre für die Photosynthese zur Verfügung



**Abbildung 3.3:** Die zeitliche Entwicklung der GFR-Werte für Supererden mit  $1M_{\oplus}$  (durchgezogene Linie),  $5M_{\oplus}$  (gepunktete Linie) und  $10M_{\oplus}$  (Strich-Punkt-Linie) für eine relative Kontinentfläche von 0,3.

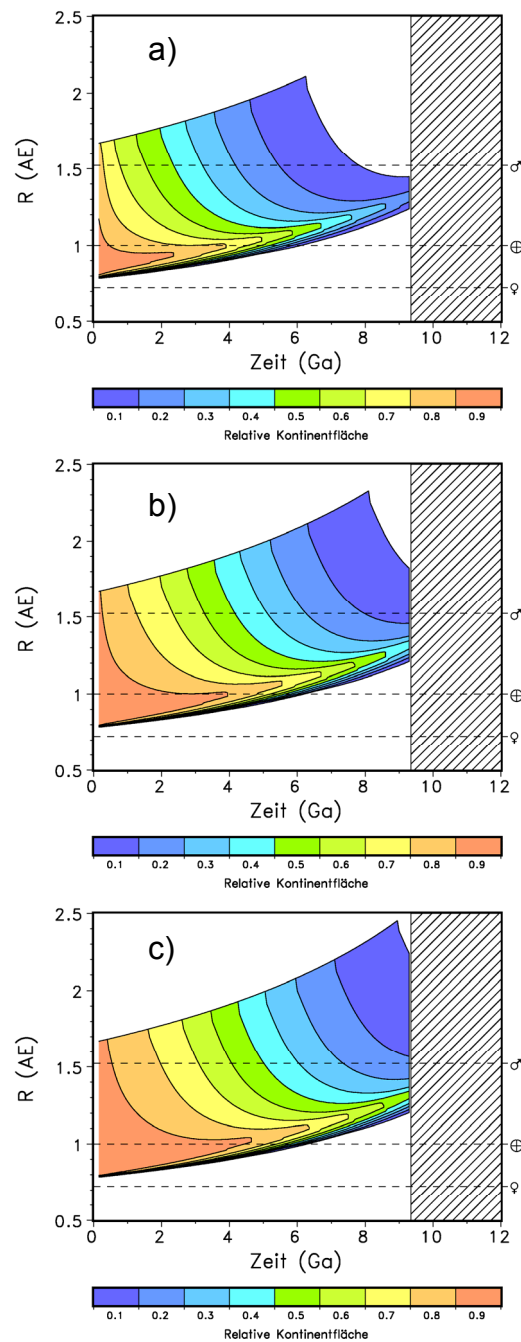


**Abbildung 3.5:** Die Zeit  $\tau_H$ , die ein Stern auf der Hauptreihe verbringt (nukleare Zeitspanne) in Abhängigkeit von der Zentralsterne Masse (Gleichung 2.3.4). Die gestrichelte Linie markiert den Wert für unsere Sonne.

stehen. Die thermische Entwicklung von massereicheren Supererden liefert größere GFR-Werte (Abbildung 3.3).

Für Supererden mit geringem Kontinentanteil ergibt sich ein weiterer Faktor, der die Habitabilität limitiert (schraffierter Bereich in Abbildung 3.4): das Ende der Hauptreihenentwicklung des Zentralsterns. Die Zeit  $\tau_H$ , die ein Stern auf der Hauptreihe verbringt (nukleare Zeitspanne) ist in Abbildung 3.5 in Abhängigkeit von der Zentralsternmasse dargestellt (nach Gleichung 2.3.4). In unserem Modell wird die Sonne nach  $\approx 9,5$  Milliarden Jahren zum Roten Riesen und die pHZ verschwindet.





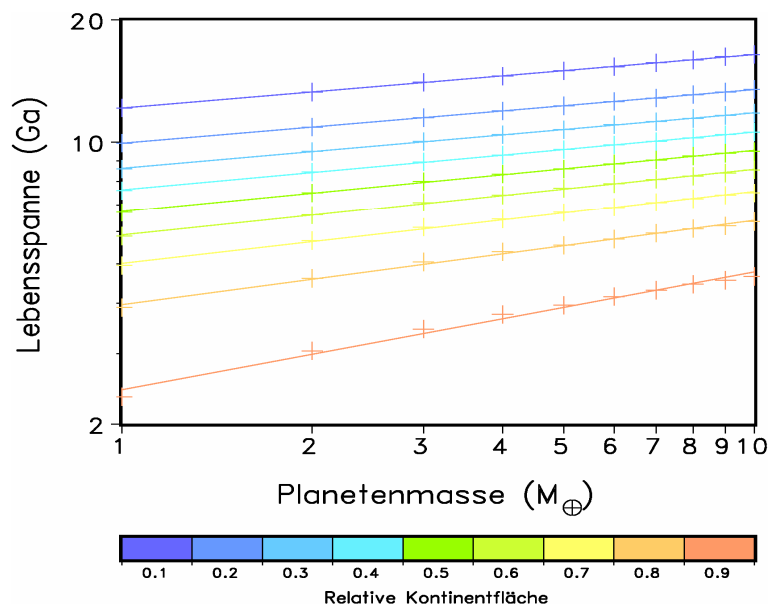
**Abbildung 3.4:** Die zeitliche Entwicklung der pHZ (farbiges Gebiet) um einen Zentralstern mit Sonnenmasse für eine Supererde mit a)  $1M_{\oplus}$ , b)  $5M_{\oplus}$  und c)  $10M_{\oplus}$ . Die einzelnen Farben kennzeichnen die pHZs, die sich für eine bestimmte relative Kontinentfläche ergeben. Die horizontalen gestrichelten Linien markieren den Abstand der Venus ( $\varphi$ ), der Erde ( $\oplus$ ) und des Mars ( $\delta$ ) zur Sonne. Im schraffierten Bereich hat der Zentralstern das Rote-Riese-Stadium erreicht ( $t \geq \tau_H$ ), d.h. das extrasolare Planetensystem ist nicht mehr habitabel.

### 3.4. Die Überlebensspanne der Biosphäre für Supererden

Die Überlebensspanne der Biosphäre  $t_{se}$  für Supererden mit der Planetenmasse  $M_P$  um beliebige Hauptreihensterne mit der Masse  $M_{st}$  ergibt sich daraus, ob die maximale Lebensspanne  $t_{max}$  der photosynthetisch aktiven Biosphäre noch vor dem Ende der Hauptreihenentwicklung  $\tau_H$  des dazugehörigen Zentralsterns realisiert werden kann. Der Wert für  $t_{se}$  entspricht also  $t_{max}$  bis  $\tau_H$  erreicht wird.

$$t_{se} = \min \{ t_{max}(r_c, M_P), \tau_H(M_{st}) \} \quad (3.4.1)$$

Die maximale Lebensspanne wurde mit Hilfe der GFR-Werte aus dem thermischen Modell für Supererden für Planeten mit einer konstanten relativen Kontinentfläche  $r_c$  über die gesamte Entwicklungsdauer entsprechend des in Abschnitt 2.2 dargestellten Ansatzes berechnet. In Abbildung 3.6 ist die Abhängigkeit von  $t_{max}$  von der Masse der Supererde für verschiedene  $r_c$  dargestellt.



**Abbildung 3.6:** Die maximale Lebensspanne der Biosphäre  $t_{max}$  in Abhängigkeit von der Planetenmasse dargestellt für bestimmte relative Kontinentflächen  $r_c$ .

Je größer die Planetenmasse ist, desto größer ist auch die maximale Lebensspanne der Biosphäre. Für bestimmte  $r_c$  nimmt  $t_{max}$  entsprechend einem Potenzgesetz zu, wobei sich bei geringeren Werten für  $r_c$  die Wachstumsexponenten angleichen. Der funktionale Zusammenhang kann folgendermaßen formuliert werden:

$$t_{\max}(r_c, M_p) = t_{\max, \oplus}(r_c) \cdot \left( \frac{M_p}{M_{\oplus}} \right)^c, \quad (3.4.2)$$

wobei  $t_{\max, \oplus}$  die maximale Lebensspanne der Biosphäre für einen Erdmassenplaneten mit einer bestimmten relativen Kontinentfläche darstellt. Die Werte von  $t_{\max, \oplus}$  und dem Exponenten  $c$  sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Der lineare Korrelationskoeffizient aller Funktionen ist für alle Werte  $>0,99$ . Für den Bereich von  $r_c = 0,2 \dots 0,6$ , also Supererden mit einem signifikanten Anteil von Ozeanen *und* Kontinenten an der Oberfläche (keine ausgeprägten Wasser- oder Landwelten), kann man ein Skalengesetz für die maximale Lebensspanne der Biosphäre angeben:

$$t_{\max} \propto \left( \frac{M_p}{M_{\oplus}} \right)^{0,14}. \quad (3.4.3)$$

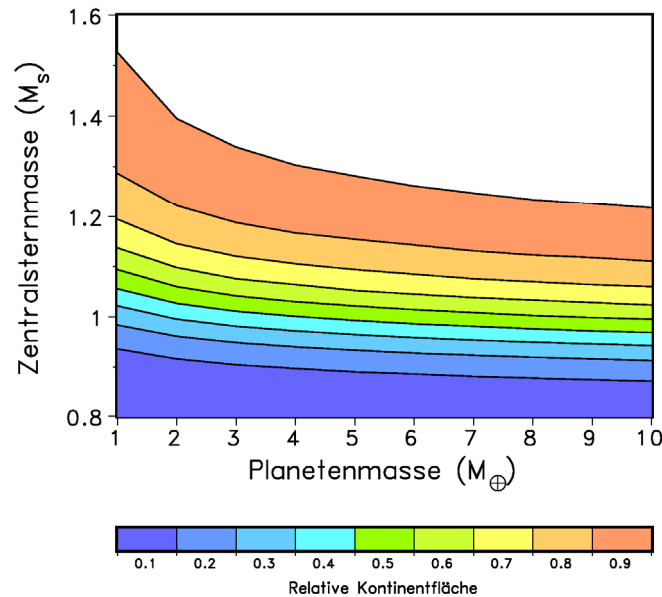
Dabei ist nicht berücksichtigt, ob diese maximale Lebensspanne der photosynthetisch-basierten Biosphäre durch die Sternentwicklung überhaupt erreicht wird.

**Tabelle 3.2:** Parameter für zur Bestimmung der maximalen Lebensspanne von Supererden  $t_{\max}$  in Abhängigkeit von der Planetenmasse:  $r_c$  ist die relative Kontinentfläche,  $t_{\max, \oplus}$  die maximale Lebensspanne für einen Planeten mit Erdmasse und  $c$  der Exponent in Gleichung 3.4.2.

$r_c$	$t_{\max, \oplus}$ [Ga]	$c$
0,1	12,14	0,13
0,2	9,95	0,13
0,3	8,63	0,14
0,4	7,63	0,14
0,5	6,74	0,15
0,6	5,89	0,16
0,7	5,01	0,18
0,8	3,96	0,21
0,9	2,45	0,29

In Abbildung 3.7 ist die Domäne aus Zentralsternmasse und Planetenmasse farbig dargestellt, für die die Lebensspanne der Biosphäre vor Abschluss der Hauptreihenentwicklung des Zentralsterns endet, also nur durch  $t_{\max}$  bestimmt wird.

Entsprechend limitiert  $\tau_H$  im weißen Bereich die Werte für  $t_{se}$ . Aus Abbildung 3.7 wird deutlich, dass für masseärmere Sterne  $M_{st} < 0,9 M_s$  (K- und M-Sterne) die Überlebensspanne nur durch  $t_{max}$  und nicht durch das Ende der Hauptreihenentwicklung des Zentralsterns bestimmt wird.



**Abbildung 3.7:** Die kritische Zentralsternmasse in Abhängigkeit von der Planetenmasse bis zu der die Überlebensspanne der Biosphäre  $t_{se}$  ausschließlich durch die maximale Lebensspanne  $t_{max}$  bestimmt wird (farbiger Bereich) und nicht durch das Ende der Hauptreihenentwicklung des Zentralsterns (weißer Bereich).

### 3.5 Beispiel Gliese 581

#### 3.5.1 Beschreibung des Planetensystems Gliese 581

Gliese 581 (HIP 74995, LHS 394) ist ein kalter, leuchtschwacher Roter Zwerg (M2.5 V) im Sternbild Waage. Seine Masse beträgt  $0,31 \pm 0,02 M_s$ . Mit einer Entfernung von etwa 20,4 lyr von der Sonne gehört er zu den hundert sonnennächsten Sternen und wird daher meist mit seiner Katalognummer 581 aus dem Katalog sonnennaher Sterne von Wilhelm Gliese (1969) bezeichnet. Die Leuchtkraft von Gl 581 kann einerseits mittels Photometrie (Bonfils et al. 2005, Udry et al. 2007) und andererseits über die Anwendung der Masse-Radius-Beziehung (Ribas 2006) zusammen mit der spektroskopisch bestimmten effektiven Sterntemperatur  $T_{eff} = 3480 \text{ K}$  (Bean et al.

2006) bestimmt werden. Beide Methoden liefern einen Wert von  $L = 0,013 \pm 0,002 L_s$ . Die kinematische Charakteristik, die magnetische Aktivität und die subsolare Metallizität weisen darauf hin, dass GL 581 mindestens 2 Milliarden Jahre alt sein muss (Bonfils et al. 2005).

2005 meldeten Bonfils et al. den Nachweis eines Planeten von Neptungröße (GI 581b) um GI 581. Die minimale Masse ( $m \sin i$ ) dieses Planeten beträgt  $16,6M_{\oplus}$ . Er umkreist den Zentralstern auf einer nahezu zirkulären Umlaufbahn ( $e = 0,02 \pm 0,01$ ) im Abstand  $0,041$  AE in  $5,36$  Tagen. 2007 wurden zwei weitere Planeten durch Udry et al. detektiert. Die Supererde GI 581c mit  $5,03M_{\oplus}$  hat eine Periode von  $12,93$  Tagen. Sie kreist im Abstand  $0,073$  AE auf einer Bahn mit einer Exzentrizität von  $e = 0,16 \pm 0,07$ . Die Supererde GI 581d mit  $7,7M_{\oplus}$  hat eine Periode von  $83,6$  Tagen und kreist im Abstand  $0,25$  AE mit  $e = 0,20 \pm 0,10$ .

### 3.5.2 Berechnung der pHZ

Zur Berechnung der Habitabilität der beiden Supererden im System GI 581 wurde die in Kapitel 2 entwickelte Methodik mit der Skalierung (Gleichung 3.2.6) von Valencia et al. (2006) und dem Klimamodell (2.2.2.2) von Williams (1998), aus dem die Oberflächentemperatur aus dem Abstand  $R$  Zentralstern – Supererde und der Leuchtkraft des Zentralsterns  $L$  ermittelt wird, angewandt.

$$f_{WR}(L, R, P_{atm}) = GFR_1(t) \quad (3.5.1)$$

Die skalierten und vom Erdmodell abweichenden Parameter, die zur Bestimmung der thermischen Evolution von GI 581c und GI 581d benötigt werden, sind in Tabelle 3.3 dargestellt.

Aus den resultierenden GFR-Werten kann die innere und äußere Grenze der pHZ ( $R_{inner,s}$ ,  $R_{outer,s}$ ) um einen Zentralstern mit Sonnenleuchtkraft berechnet werden. Da GI 581 eine geringere Leuchtkraft als die Sonne hat, müssen die Grenzen der pHZ entsprechend skaliert werden. Das ist über die Definition nach Jones et al. (2006) basierend auf den Ergebnissen von Kasting et al. (1993) zur klimatisch determinierten HZ für einen Stern mit der Leuchtkraft  $L$  und der effektiven Temperatur  $T_{eff}$  möglich:

$$R_{inner} = R_{inner,s} \left( \frac{L/L_s}{S_{in}(T_{eff})/S_{in}(T_{eff,s})} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.5.2)$$

$$R_{outer} = R_{outer,s} \left( \frac{L/L_s}{S_{out}(T_{eff})/S_{out}(T_{eff,s})} \right)^{\frac{1}{2}},$$

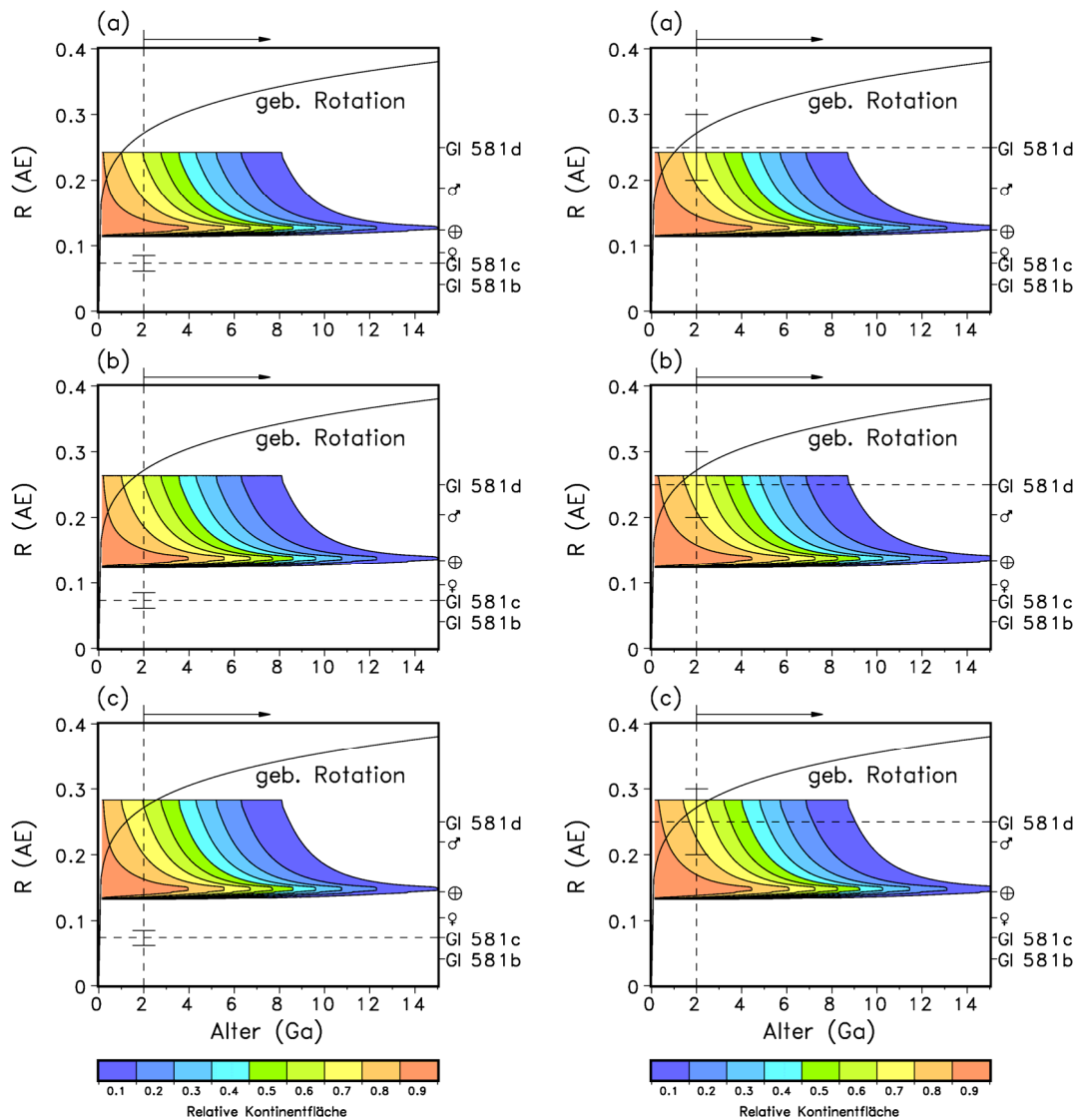
wobei  $S_{in}(T_{eff})$  und  $S_{out}(T_{eff})$  Polynome zweiter Ordnung sind und das Subskript "s" solare Werte anzeigt.

$$\begin{aligned} S_{in}(T_{eff}) &= 4,19 \cdot 10^{-8} T_{eff}^2 - 2,139 \cdot 10^{-4} T_{eff} + 1,296 \\ S_{out}(T_{eff}) &= 6,19 \cdot 10^{-9} T_{eff}^2 - 1,139 \cdot 10^{-5} T_{eff} + 0,2341 \end{aligned} \quad (3.5.3)$$

**Tabelle 3.3:** Parameter zur Berechnung der thermischen Evolution der Supererden Gl 581c ( $5M_{\oplus}$ ) und Gl 581d ( $8M_{\oplus}$ ), die sich von den Arbeitsgrößen für die Erde (Tabelle 2.1) unterscheiden.

Parameter	Größe		Einheit	Bezeichnung
	$5M_{\oplus}$	$8M_{\oplus}$		
$R_c$	$5360 \cdot 10^3$	$6085 \cdot 10^3$	m	Mantel, innerer Radius
$R_m$	$9684 \cdot 10^3$	$10994 \cdot 10^3$	m	Mantel, äußerer Radius
$A_s$	$12,2 \cdot 10^{14}$	$15,7 \cdot 10^{14}$	$m^2$	Oberfläche des Planeten
$V_m$	$31,7 \cdot 10^{20}$	$46,3 \cdot 10^{20}$	$m^3$	Mantelvolumen
$M_{oc}$	$7,020 \cdot 10^{21}$	$11,232 \cdot 10^{21}$	kg	Masse eines Ozeans
$\rho_{bas}$	4005	4379	$kg \cdot m^{-3}$	Dichte der ozeanischen Kruste
$\rho_m$	5974	6532	$kg \cdot m^{-3}$	Mittlere Dichte des Mantels
$g$	20,55	25,51	$m \cdot s^{-2}$	Schwerebeschleunigung

Die Ergebnisse der pHZ-Berechnung für die Supererden Gl 581c und Gl 581d sind in Abbildung 3.8 für drei Leuchtkraftwerte, die sich aus der Fehlerangabe zur berechneten mittleren Leuchtkraft ergeben, dargestellt. Das generelle Verhalten der Grenzen wurde bereits in Abschnitt 2.3.3 beschrieben. Die Abstandswerte für die Supererden und die Planeten Venus, Erde und Mars wurden über Gleichung 3.5.2 skaliert. Wichtig ist, darauf hinzuweisen, dass Abbildung 3.8 nicht die zeitliche Entwicklung der pHZ darstellt, sondern die jeweilige Breite der pHZ für bestimmte relative Kontinentflächen zu einem bestimmten Zeitpunkt (Systemalter) zeigt. Es wird deutlich, dass Gl 581c im Vergleich zu unserem Sonnensystem noch enger um seinen Zentralstern kreist, als Venus um die Sonne. Deshalb kann es auf dieser Supererde keine habitablen Bedingungen geben. Das Bild ändert sich nicht, wenn man zusätzlich die Abstandsschwankungen (vertikaler Balken bei 2 Ga) durch eine exzentrische Bahn berücksichtigt. Anders sieht die Situation für Gl 581d aus. Diese Supererde hat eine Umlaufbahn, die sich am äußeren Rand der pHZ befindet. Je größer die angenommenen Werte für die Leuchtkraft sind, desto weiter befindet sich der Planet in der pHZ und desto besser wird auch der Bereich der durch die Exzentrizität verursachten Abstandsschwankungen abgedeckt. Auch wenn der Planet die pHZ temporär während seiner Bahnbewegung verlässt, widerspricht das



**Abbildung 3.8:** Die pHZ um Gliese 581 für eine Supererde mit  $5M_{\oplus}$  (linke Seite) und eine Supererde mit  $8M_{\oplus}$  (rechte Seite) bei einer Leuchtkraft des M-Sterns von a)  $0,011L_s$ , b)  $0,013L_s$  und c)  $0,015L_s$  als Funktion des Systemalters und in Abhängigkeit von der relativen Kontinentfläche. Der maximale  $\text{CO}_2$ -Partialdruck beträgt 10 bar. Zum Vergleich sind die Positionen der drei Gliese 581-Planeten und die Positionen von Venus, Erde und Mars, die auf die Leuchtkraft von Gliese 581 skaliert wurden, eingezeichnet. Der vertikale Balken bei 2 Ga beschreibt den Abstandsbereich der jeweiligen Supererde, der durch die mögliche exzentrische Bahn beschrieben wird. Im Gebiet unterhalb der schwarzen Kurve würden die Planeten gebunden rotieren.

nicht seiner Habitabilität. Wenn Gl 581d eine genügend dichte Atmosphäre hat, könnte er Leben beherbergen (Williams und Pollard 2002). Das Alter von Gl 581 wird nur mit mehr als 2 Ga angegeben (angedeutet durch einen Pfeil in Abbildung 3.8). Generell könnte man abhängig von der relativen Kontinentfläche habitable Bedingungen auf Gl 581d bis zu einem Systemalter von etwa 9 Ga finden. Bei 2 Ga sind lediglich *Landwelten*, deren Planetenoberfläche mit mehr als 70% von Kontinenten bedeckt ist, nicht habitabel.

### 3.5.3 Gebundene Rotation

Gebundene Rotation entsteht durch Gezeitenkräfte, die die Eigenrotation kleinerer Himmelskörper im Schwerefeld massereicherer abbremsten. Ein Planet rotiert gebunden, wenn er sich während eines Umlaufs um seinen Zentralstern genau einmal um seine eigene Achse dreht. Der Planet zeigt seinem Zentralstern immer die gleiche Seite. Nach Peale (1977) kann der Radius  $r_T$  der kreisförmigen Umlaufbahn eines Planeten, der gebunden rotiert, folgendermaßen berechnet werden:

$$r_T = 0,027 \left( \frac{P_0 t}{Q_f} \right)^{\frac{1}{6}} M_{st}^{\frac{1}{3}}, \quad (3.5.4)$$

wobei  $P_0$  die ursprüngliche Rotationsperiode des Planeten,  $t$  die Zeit,  $Q_f^{-1}$  die Dissipationsfunktion und  $M_{st}$  die Masse des Zentralsterns sind (alle Größen in CGS-Einheiten). Analog zu Kasting et al. (1993) setzen wir für  $Q_f = 100$  und  $P_0 = 13,5$  h ein. In Abbildung 3.8 ist der maximale Abstand ( $r_T$ ), bis zu dem die entsprechende Supererde gebunden rotieren würde, als Kurve eingezeichnet.

Im Fall eines exzentrischen Orbits und eines relativ schwachen Gezeiteneffekts kann der kleinere Körper auch mit einem anderen Verhältnis der Rotationsperiode zur Umlaufzeit als 1:1 enden. Man spricht dann von gebrochen gebundener Rotation (z.B. beim Merkur mit 3:2). Ein solches Szenario ist für Gl 581d ebenfalls denkbar.

Planeten innerhalb der HZ um M-Sterne rotieren gebunden. Durch die gebundene Rotation erwartet man ein schwächeres intrinsisches Magnetfeld. Wenn man einfache Skalengesetze für das planetare magnetische Dipolmoment  $m$  ansetzt (Grießmeier et al. 2005), erhält man Werte von etwa  $0,5m_{\oplus}$  für Gl 581c und  $0,1 m_{\oplus}$  für Gl 581d. Die entsprechenden Größen der Magnetosphären (verformt durch die Koronawinde) können durch die *stand-off-distance*  $R_s$  der Magnetopause quantifiziert werden (Khodachenko et al. 2007). Die für  $R_s$  berechneten Werte sind in der Größenordnung von mehreren Planetenradien. Deshalb kann man annehmen, dass die Oberflächen der beiden Supererden um Gl 581 vor heißen Koronawinden geschützt sind.



Ein weiteres Problem für gebunden rotierende Planeten ist das Ausfrieren der atmosphärischen Volatile auf der dunklen Seite (Nachtseite) des Planeten, das zum Ende der Habitabilität führen kann. Detaillierte Untersuchungen von Joshi et al. (1997) und Joshi (2003) mit Hilfe dreidimensionaler globaler Klimazirkulationsmodelle, die den hydrologischen Kreislauf beinhalten, haben aber gezeigt, dass schon etwa 100 mbar CO<sub>2</sub> ausreichend sind, um den atmosphärischen Kollaps zu verhindern. Die Habitabilität von gebunden rotierenden Supererden sollte nicht durch den Effekt einer ungenügend dichten Atmosphäre limitiert sein, da man annimmt, dass solche Planeten viele Volatile enthalten.

Neueste Untersuchungen zeigen, dass gebunden rotierende Exoplaneten auf exzentrischen Umlaufbahnen eine gleichmäßigere Einstrahlung erhalten als bisher angenommen wurde (Dobrovolskis 2007). Dadurch würde sich ein günstigeres planetares Klima entwickeln und die Chancen auf habitable Zustände würden sich erhöhen.

### 3.5.4 Leben auf Gliese 581d?

Der in der Presse bereits als *Zweite Erde* gefeierte Planet Gl 581c ist mit Sicherheit nicht habitabel. Aus Abbildung 3.8 wird ersichtlich, dass für die größere Supererde Gl 581d eine gute Chance besteht, habitable Bedingungen vorzufinden (von Bloh et al. 2007b). Ein Planet von etwa 8M<sub>⊕</sub> hat vermutlich mehr Volatile als ein Planet von Erdgröße, um eine genügend dichte Atmosphäre auszubilden. Das würde das Ausfrieren der Atmosphäre durch die gebundene Rotation verhindern. Die exzentrische Umlaufbahn von  $e = 0,2$  führt nicht zur Einschränkung der Habitabilität im gesamten angenommenen Bereich für die Leuchtkraft. Nach Dobrovolskis (2007) sind größere Exzentrizitäten sogar förderlich. Deshalb kann man vermuten, dass sich auf Gl 581d Leben entwickelt haben könnte.

Dadurch, dass Gl 581d gebunden rotiert und sich am äußeren Rand der pHZ befindet, ist das Auftreten höherer Lebensformen (z.B. Landpflanzen) eher unwahrscheinlich, wenn auch nicht ausgeschlossen (Tarter et al. 2007). An dieser Position müssen alle Lebensformen bei niedrigen Temperaturen mit geringer Lichteinstrahlung auskommen. Unter diesen extremen Bedingungen könnte man annehmen, dass die Bioproduktivität komplexer, Photosynthese ausübender (höherer) Lebensformen verschwindet, d.h.  $\Pi_{\text{complex}} \equiv 0$ .

Auf einem Planeten, der nur von einfachen Lebensformen besiedelt ist, müsste die Verwitterungsrate geringer sein. Die vorgestellte Parametrisierung ist für eine komplexe Erdbiosphäre gültig. Die biogene Verstärkung der Verwitterung basiert nur auf einer Zunahme der CO<sub>2</sub>-Konzentration im Boden. Das ist eine eher schwache funktionelle Abhängigkeit der Verwitterung von der Bioproduktivität. Ein 10-facher Anstieg der CO<sub>2</sub>-Konzentration im Boden relativ zur Atmosphäre führt zu einer 1,56-fach größeren Verwitterungsrate. Das ist eine signifikante Unterschätzung, da nach

Schwartzman (1999) die Gesamtverstärkung der Verwitterung durch komplexe Landlebensformen mindestens den Faktor 10 hat und sogar den Faktor 100 übersteigen könnte. Das könnte darauf hinweisen, dass die beobachtete Verstärkung der Verwitterung durch andere Prozesse als die höhere CO<sub>2</sub>-Konzentration im Boden verursacht wird. Um einen solchen Effekt einer größeren biologischen Verstärkung der Verwitterung (Lenton und von Bloh 2001) zu untersuchen, kann in die Parametrisierung der Verwitterungsrate in Abhängigkeit von der Bioproduktivität komplexer Lebensformen  $\Pi_{\text{complex}}$  ein Verstärkungsfaktor  $\alpha_{\text{bio}}$  eingeführt werden:

$$f'_{wr} = \left( \left( 1 - \frac{1}{\alpha_{\text{bio}}} \right) \frac{\Pi_{\text{complex}}}{\Pi_{\text{complex},0}} + \frac{1}{\alpha_{\text{bio}}} \right) f_{wr}, \quad (3.5.5)$$

wobei  $\Pi_{\text{complex},0}$  die Produktivität der heutigen Erdbiosphäre ist. Die Verwitterungsrate auf einem Planeten, der nur primitives Leben beherbergt,  $f_{wr,\text{primitiv}}$  ( $\Pi_{\text{complex}} \equiv 0$ ) ist um einen Faktor  $\alpha_{\text{bio}}$  geringer als die Verwitterungsrate mit einer Erdbiosphäre:

$$f_{wr,\text{primitiv}} = \frac{1}{\alpha_{\text{bio}}} f_{wr}, \quad \alpha_{\text{bio}} > 1. \quad (3.5.6)$$

Die in Abschnitt 3.5.2 dargestellten Ergebnisse wurden für  $\alpha_{\text{bio}} = 1$  gewonnen, d.h. die pHZ ist für eine Erdbiosphärenparametrisierung berechnet worden. Die Berechnungen wurden mit der Parametrisierung der Verwitterung entsprechend Gleichung 3.5.5 wiederholt. Dabei wurde für  $\alpha_{\text{bio}}$  ein Wert von 3,6 eingesetzt, was der Annahme entspricht, dass komplexe Lebensformen die Verwitterung um diesen Faktor verstärken (von Bloh et al. 2003b). Für  $r_c = 0,3$  verschwindet dann die pHZ etwa 3 Ga später und bei 2 Ga sind nicht einmal mehr Landwelten von der Habitabilität ausgeschlossen. Allgemein kann man sagen, dass größere Werte für  $\alpha_{\text{bio}}$  die Lebensspanne der Biosphäre verlängern (Lenton und von Bloh 2001, Franck et al. 2006).

Der Nachweis, dass sich Leben tatsächlich auf Gl 581d entwickelt hat, könnte durch die zukünftigen Missionen DARWIN der ESA (geplant für 2015) und TPF (*Terrestrial Planet Finder*) der NASA (z.Zt. ausgesetzt) erbracht werden. Mit deren Hilfe soll zum ersten Mal versucht werden, Biomarker in der Atmosphäre von Planeten (Grenfell et al. 2007) nachzuweisen.

## 4. Quantifizierung der Rare-Earth-Hypothese

### 4.1 Einführung

1999 stellten Ward und Brownlee die *Rare-Earth-Hypothese* auf. Sie behaupteten, dass komplexes Leben – Pflanzen, Tiere und Pilze – im Universum vermutlich sehr selten oder vielleicht einzigartig (rar) sei, wohingegen primitives Leben häufig und weitverbreitet sein könnte. Sie begründeten ihre Hypothese anhand von zwei Beobachtungen auf der Erde. Auf unserem Planeten existierte mikrobielles Leben, sobald es die Umweltbedingungen möglich machten. Diese sehr robusten Lebensformen besiedeln bis heute viele Bereiche unserer Umwelt. Größere und komplexere Lebensformen hingegen kommen nur in einer begrenzten Umgebung vor. Die Entstehung, die Entwicklung und das Überleben dieser anfälligeren Art von terrestrischem Leben erforderten viele zufällige Ereignisse, die auf anderen Planeten im Allgemeinen nicht erwartet werden können. Seit der Kambrischen Explosion vor etwa 500 Millionen Jahren existiert komplexes Leben auf der Erde (als globales Phänomen). Verglichen mit dem Alter der Erde von etwa 4,6 Milliarden Jahren ist das nur ein relativ kurzer Zeitraum.

Organische Komplexität kann man auf verschiedene Art und Weise definieren, im Allgemeinen nutzt man dazu die Anzahl der Zelltypen. Organismen mit mehr als zwei bis drei Zelltypen (das Maximum für Prokaryoten) traten relativ zeitig auf (vor etwa 2 Ga). Bald nachdem die Umwelt an der Oberfläche vor 2,3 Ga oxidiert war (*Great Oxydation Event*), konnte sich genügend freier Sauerstoff in der Atmosphäre akkumulieren. Später stieg die Zahl der Zelltypen auf 10 bis 50 in der Abstammungslinie der Tiere (vor 1,5 bis 1,0 Ga). Im frühen Phanerozoikum (vor 500 Ma) entwickelten sich Organismen mit mehr als 50 Zelltypen. In Hedges et al. (2004) findet man eine Zeitskala für das Auftreten von komplexem multizellulärem Leben. Ihre Ergebnisse weisen darauf hin, dass der Sauerstoffgehalt der Umwelt und die Fähigkeit der Eukaryoten, Energie aus Sauerstoff zu beziehen und auch Sauerstoff zu produzieren, Schlüsselfaktoren für den Aufstieg der komplexen multizellulären Lebensformen waren. Die Zeit bis zum Erreichen höherer atmosphärischer O<sub>2</sub>-Partialdrücke von etwa 0,1 bar war auf der Erde eher lang (etwa 3,9 Ga). Darauf basierend entwickelten Catling et al. (2005) das Konzept der *planetaren Oxidationszeit*. Diese Zeit, die nötig ist, die planetare Oberfläche erst einmal zu oxidieren, bevor sich Sauerstoff in der Atmosphäre anreichern kann, könnte dazu führen, dass sich auf manchen extrasolaren Planeten keine höheren Lebensformen gebildet haben könnten. Erdähnliche Planeten, die Sterne umkreisen, welche ihre Hauptreihenentwicklung vor Abschluss der planetaren Oxydation beenden, sind danach bei der Suche nach höherem Leben auszuschließen. Schwartzman (1999) entwickelte eine andere Theorie zur ansteigenden Komplexität der Organismen. Danach basiert das Auftreten der verschiedenen Formen der Organismen auf ihrer zum Gedeihen optimalen

Temperatur. Die Evolution von komplexeren Lebensformen ist laut Schwartzman an sinkende globale Temperaturen und eine verstärkte biogene Verwitterung gebunden.

Für die folgende Anwendung des integrierten Erdsystemmodells ist es wichtig zu definieren, was man unter *komplexem Leben* versteht, um eine hypothetische Biosphäre zu definieren, die aus solchen Lebensformen zusammengesetzt ist. Komplexes Leben besteht im Allgemeinen aus multizellulären Organismen, die die Fähigkeit besitzen, Photosynthese auszuführen. Eine entsprechende hypothetische Biosphäre würde hauptsächlich aus Landpflanzen bestehen, die die Verwitterung verstärken können. Eine weitere Annahme ist, dass sehr hohe CO<sub>2</sub>-Konzentrationen toxische Effekte hervorrufen, wenn zusätzlich geringe Oberflächentemperaturen und erheblich geringere Lichteinstrahlung herrschen. Experimente geben erste Anhaltspunkte dafür, dass unter solchen extremen Umweltbedingungen Photosynthese durch hohe CO<sub>2</sub>-Konzentrationen verhindert wird (Larigauderie et al. 1986). Das genaue globale CO<sub>2</sub>-Niveau, bei dem dieser Effekt einsetzt, kann nicht so einfach bestimmt werden, weil es zu wenige experimentelle Daten für das Wachstum von Pflanzen bei Temperaturen unter 10°C und hohen CO<sub>2</sub>-Konzentrationen gibt (Morison und Lawlor 1999). Auf der Erde hatte die atmosphärische CO<sub>2</sub>-Konzentration während des Phanerozoikums ein Maximum von 5.000 ppm (Beerling und Berner 2005). In erster Näherung wird deshalb der toxische CO<sub>2</sub>-Wert auf 10.000 ppm (doppelter Wert des Phanerozoischen Maximums) festgesetzt, bei dem die hypothetische komplexe Biosphäre aussterben würde. Um den Einfluss dieser oberen CO<sub>2</sub>-Grenze zu überprüfen, wurden bei den Berechnungen zusätzlich Grenzwerte von 50.000 ppm und 100.000 ppm getestet. Außerdem können die komplexen Lebensformen nur bei globalen Oberflächentemperaturen zwischen 0°C und 30°C gedeihen. Die dargestellten Limitierungen der Temperaturtoleranz und CO<sub>2</sub>-Toxizität sind notwendig, um anhand des Modells abzuschätzen, auf wie vielen erdähnlichen Planeten in der Milchstraße komplexe Lebensformen (nach der o. g. Definition) existieren könnten. Die genaue Parametrisierung einer hypothetischen Biosphäre, die aus primitiven und komplexen Lebensformen besteht, erfolgt in Anlehnung an von Bloh et al. (2003b).

Eine wichtige Frage für unsere Abschätzungen ist, ob die Biochemie auf einem habitablen Planeten notwendigerweise zu sich replizierenden Molekülen führt. Einige Wissenschaftler behaupten, dass, wenn flüssiges Wasser, Kohlenstoff und einige Nährstoffe vorhanden sind, einfaches mikrobielles Leben fast mit Sicherheit auftritt (z.B. Dick 1998). Dagegen vermuten andere, dass der Anteil von habitablen Planeten, die Leben entwickelt haben könnten, extrem gering sei (Hart 1995). Bei den anschließenden Untersuchungen soll gelten: Wenn die Bedingungen für Leben gegeben sind, dann wird es auftreten. Oder anders gesagt: Wenn sich ein Planet in der habitablen Zone um einen Zentralstern befindet, dann wird sich Leben auf ihm entwickeln.

Im Folgenden wird die Methode zur Berechnung der Anzahl habitabler erdähnlicher Planeten in der Milchstraße, auf denen sich wahrscheinlich primitives und komplexes Leben (entsprechend unserer Definition) entwickelt hat, vorgestellt. Daraus lässt sich auch die Entfernung zum nächsten vermutlich belebten Planeten ableiten und ein *Rare-Earth-Faktor* bestimmen.

## 4.2 Methodik

Die Anzahl der habitablen erdähnlichen Planeten in der Milchstraße  $N_{\text{hab},i}$  zu einer bestimmten Zeit  $t$  die vermutlich primitive ( $i = 1$ ) und komplexe ( $i = 2$ ) Lebensformen beherbergen ist das Integral über die Bildungsrate der Planeten zur Zeit  $t'$  ( $t' < t$ ) multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, dass ein Planet zur Zeit  $\Delta t (= t - t')$  nach seiner Entstehung habitabel ist.  $N_{\text{hab},i}$  kann mit Hilfe eines Faltungsintegrals bestimmt werden (von Bloh et al. 2003c):

$$N_{\text{hab},i}(t) = \int_0^t PFR(t') \times p_{\text{hab},i}(t - t') dt', \quad i = 1,2 \quad (4.2.1)$$

wobei  $PFR$  die Bildungsrate der Planeten (*planet formation rate*) ist und  $p_{\text{hab},i}$  die Wahrscheinlichkeit, dass ein extrasolares System einen habitablen erdähnlichen Planeten zur Zeit  $\Delta t$  nach seiner Bildung beherbergt. Die Wahrscheinlichkeit ist Null, wenn die Lebensdauer des Zentralsterns auf der Hauptreihe überschritten wird.

Um die Bildungsrate der Planeten zu berechnen ist es notwendig, die Bildungsrate der Sterne ( $SFR$ , *star formation rate*) zu bestimmen. Zur Entwicklung der Sternbildung gibt es zahlreiche Studien. Während einige Autoren eine gleichmäßige und konstante Entwicklung annehmen, favorisieren andere eine intermittierende Entwicklung, die um einen konstanten Mittelwert fluktuiert (Twarog 1980, Scalo 1987, Barry 1988, Rocha-Pinto et al. 2000). Numerische Simulationen ergeben eine exponentiell abklingende Sternbildungsrate mit intermittierenden Spitzen (Nagamine et al. 2001). Basierend auf Beobachtungsdaten hat Lineweaver (2001) die Sternbildungsrate des Universums an eine exponentiell ansteigende Funktion für die ersten 2,6 Ga nach dem Big Bang ( $t = 0$ ) angepasst, die von einem exponentiellen Abklingen gefolgt wird. Diese Funktion wird dazu benutzt, die Metallizität der Sterne quantitativ zu bestimmen, die in die Berechnung der Bildungsrate erdähnlicher Planeten eingeht. Die Metallizität  $\mu$  ist der Anteil an schweren Elementen in Sternen. Als Metalle werden dabei alle Elemente bezeichnet die schwerer als Wasserstoff und Helium sind.  $\mu$  hat sich während der kosmologischen Evolution durch Sterne aufgebaut und ist deshalb eine Funktion der  $SFR$ .

$$\mu \propto \int_0^t SFR(t') dt' \quad (4.2.2)$$

Die  $PFR$  kann folgendermaßen parametrisiert werden:

$$PFR = 0.5 \cdot f_{\text{GHZ}} \cdot SFR \cdot p_E(\mu), \quad (4.2.3)$$

wobei  $p_E$  die Wahrscheinlichkeit ist, dass sich ein erdähnlicher Planet gebildet hat, und  $f_{\text{GHZ}}$  der Anteil der Sterne, die sich in der galaktischen habitablen Zone (GHZ) befinden. Die GHZ (Gonzalez et al. 2001) wird für eine Galaxie in Anlehnung an die stellare HZ definiert. Danach ist die GHZ der Milchstraße eine ringförmige Region, die sich in der Ebene der galaktischen Scheibe befindet. In ihr sind genügend schwere Elemente enthalten, die zur Bildung terrestrischer Planeten notwendig sind. In der GHZ müssen Umweltbedingungen herrschen, die über mehrere Milliarden Jahre hinreichend günstig sind, um die biologische Evolution komplexer multizellulärer Lebensformen zu erlauben. Nach Innen ist die GHZ deshalb durch das häufige Auftreten von Supernova-Ereignissen, die einmal entstandenes Leben wieder auslöschen würden, begrenzt. Als obere Grenze wird angenommen, dass sich 10% aller Sterne in der GHZ befinden (Lineweaver et al. 2004). Der Vorfaktor 0,5 entspricht der Annahme, dass 50% aller Sterne eine Masse von 0,1 bis 1,2 solaren Massen ( $M_s$ ) haben. Im Gegensatz zu Lineweaver's (2001) Parametrisierung wird der Effekt der Bildung sogenannter *Hot Jupiters* vernachlässigt. Ein hohe Metallizität führt zu einer hohen Wahrscheinlichkeit, dass sich Hot Jupiters bilden, von denen man annahm, dass sie während ihrer nach innen gerichteten Migration erdähnliche Planeten zerstören würden. Raymond et al. (2006a) konnten aber nachweisen, dass Riesenplaneten die Bildung erdähnlicher Planeten nicht ausschließen.

Um die Wahrscheinlichkeit zu berechnen, dass ein Stern von einem habitablen erdähnlichen Planeten umkreist wird, der vermutlich primitive ( $p_{\text{hab},1}$ ) und komplexe ( $p_{\text{hab},2}$ ) Lebensformen zur Zeit  $\Delta t$  nach seiner Bildung beherbergt, müssen folgende grundlegende Annahmen getroffen werden:

- Die Sternmassen  $M$  sind entsprechend einem Potenzgesetz verteilt (Miller und Scalo 1979):  $\propto M^{-\alpha}$ , wobei  $\alpha = 1,25$  für  $M < 1M_s$  und  $\alpha = 2$  für  $M > 1M_s$  ist.
- Die Verteilung der Planetenorbits kann als  $p(R) \propto 1/R$  parametrisiert werden, wobei  $p(R)$  die Wahrscheinlichkeit ist, dass man einen Planeten im Abstand  $R$  findet. Das heißt, dass die Verteilung auf einer logarithmischen Skala uniform ist (Whitmire und Reynolds 1996, Kasting 1996).
- Entsprechend Kasting et al. (1993) beschränken wir uns auf sonnenähnliche Sterne im Massebereich 0,1 bis 1,2  $M_s$ .
- Die mittlere Anzahl erdähnlicher Planeten pro Sternsystem  $N_P$  wird als 4 angenommen entsprechend der Anzahl der Planeten in unserem Sonnensystem (Merkur, Venus, Erde, Mars, die alle aus Gesteinsmaterial gebildet wurden).

Unter diesen Annahmen kann man  $p_{\text{hab},i}$  mit der Hilfe eines Integrals der Wahrscheinlichkeiten, dass ein erdähnlicher Planet in der pHZ um einen Zentralstern kreist, über alle relevanten Sternmassen berechnen:

$$p_{\text{hab},i}(\Delta t) = \frac{1}{C_2} N_P \int_{0.1M_s}^{1.2M_s} M^{-\alpha} p_{\text{HZ},i}(M, \Delta t) dM, \quad (4.2.4)$$

wobei die Wahrscheinlichkeit  $p_{\text{HZ},i}$ , dass sich ein erdähnlicher Planet in der pHZ befindet, mithilfe eines Integrals über alle Entfernungen des terrestrischen Planeten innerhalb der Grenzen der pHZ bestimmt werden kann.

$$p_{\text{HZ},i} = \frac{1}{C_1} \int_{R_{\text{inner},i}(M, \Delta t)}^{R_{\text{outer},i}(M, \Delta t)} R^{-1} dR = \frac{1}{C_1} \ln \frac{R_{\text{outer},i}(M, \Delta t)}{R_{\text{inner},i}(M, \Delta t)} \quad (4.2.5)$$

$C_1$  und  $C_2$  sind Normalisierungskonstanten. Das Produkt dieser Konstanten  $C_1 \cdot C_2 = 1,57 \cdot M_s^{-1,5}$  ergibt sich bei der Lösung von Gleichung 4.2.4 in den von der Zentralsternmasse abhängigen minimalen und maximalen Grenzen der pHZ von  $0,1 \cdot M/M_s$  AE und  $4 \cdot M/M_s$  AE. Die Grenzen wurden so gewählt, dass man in diesem Bereich die Bildung terrestrischer Planeten in Anlehnung an das Sonnensystem mit Sicherheit erwarten kann. Primitives Leben könnte auf gebunden rotierenden Planeten existieren (Abschnitt 3.5.4). Dagegen scheint die Entwicklung komplexer Lebensformen unwahrscheinlich. Hier wird angenommen, dass auf gebunden rotierenden Planeten keine komplexen Lebensformen auftreten können. Deshalb kann die untere Grenze für das Integral in Gleichung 4.2.5 festgelegt werden auf:

$$\max[R_{\text{inner},2}(M, \Delta t), r_T(M, \Delta t)] \quad (4.2.6)$$

wobei  $r_T$  (Gleichung 3.5.4) die Entfernung ist, bei der ein erdähnlicher Planet auf einer kreisförmigen Umlaufbahn gebunden rotieren würde (Peale 1977).

Die zeitabhängigen Grenzen der photosynthetisch-aktiven habitablen Zone für primitive und komplexe Lebensformen  $R_{\text{inner}}$  und  $R_{\text{outer}}$  werden mithilfe des Ansatzes von Franck et al. (2000a,b) bestimmt. Zur Betrachtung von Erdzwillingen in der Milchstraße muss man ein bestimmtes Kontinentwachstumsmodell ansetzen. Als erste Näherung wurde deshalb lineares Wachstum angenommen. Die Verwitterung wird durch die hypothetische komplexe Biosphäre verstärkt (Lenton und von Bloh 2001, von Bloh et al. 2003b):

$$F_{\text{wr}} \propto \beta \cdot \exp \frac{T_s - T_{s,0}}{13.7\text{K}}, \quad (4.2.7)$$

wobei  $\beta$  der Faktor der biogenen Verstärkung der Verwitterung durch primitive und komplexe Lebensformen ist.

$$\beta = 1 - \sum_{i=1}^2 \left( 1 - \frac{1}{\beta_i} \right) \left( 1 - \frac{\Pi_i}{\Pi_{i,0}} \right) \quad (4.2.8)$$

Der Faktor  $\beta_i$  bezeichnet die jeweilige Verstärkung der Verwitterung für primitive Lebensformen ( $\beta_1 = 1$ , also kein Einfluss) und für komplexe Lebensformen ( $\beta_2 = 5$ ). Ein Planet ohne solche komplexen Lebensformen hätte eine  $\beta_2$ -mal geringere Verwitterung, was sich in höheren Oberflächentemperaturen widerspiegeln würde.  $\Pi_i$  ist die Bioproduktivität für die entsprechenden Lebensformen (in Anlehnung an die Parametrisierung in Abschnitt 2.2.2.3):

$$\Pi_i = \Pi_{\max,i} \cdot \Pi_{T,i}(T_s) \cdot \Pi_{C,i}(P_{\text{atm}}), \quad (4.2.9)$$

wobei  $\Pi_{\max,i}$  die maximale Produktivität der Biosphäre vom Typ  $i$ ,  $\Pi_{T,i}$  eine temperaturabhängige Funktion und  $\Pi_{C,i}$  eine vom CO<sub>2</sub>-Partialdruck abhängige Funktion sind. Die beiden Lebensformen unterscheiden sich in ihrer Temperatur- und CO<sub>2</sub>-Toleranz. Während primitive Lebensformen im Modell zwischen 0°C und 100°C existieren können, geht dieses Intervall für komplexe Lebensformen nur von 0°C bis 30°C. Beide Lebensformen können mit einer minimalen CO<sub>2</sub>-Konzentration von 10 ppm auskommen. Primitives Leben ist robust und zeigt keine Einschränkung durch hohe CO<sub>2</sub>-Konzentrationen ( $\infty$ ). Dagegen sterben komplexe Lebensformen bei hohen CO<sub>2</sub>-Konzentrationen (im Zusammenhang mit geringen Temperaturen und wenig Licht) aus. Die toxischen Grenzwerte werden auf 10.000 ppm, 50.000 ppm und 100.000 ppm festgesetzt.

Die Habitabilität eines erdähnlichen Planeten (Erdzwilling) hängt von der Bioproduktivität Photosynthese-ausführender Lebensformen ab, die für primitive und komplexe Lebensformen unterschiedlich ist, was aus den unterschiedlichen Limitierungen für ihre Existenz resultiert. Die Habitabilität hängt ebenso von den zeitabhängigen geodynamischen Faktoren eines Planeten ab, insbesondere muss der Planet Plattentektonik aufweisen. Mit Hilfe der entwickelten Gleichungen und unter den aufgeführten Annahmen und Einschränkungen ist es möglich, die Zahl der habitablen erdähnlichen Planeten in der Milchstraße zu bestimmen, die möglicherweise primitive und komplexe Lebensformen beherbergen.

### 4.3 Entfernung zum nächsten Planeten mit komplexem Leben

Abbildung 4.1 zeigt die *SFR* und die *PFR* für die Milchstraße. Die *SFR* von Lineweaver (2001) ist auf die heutige Sternbildungsrate in der Milchstraße von etwa einer solaren Masse pro Jahr skaliert. Die Sterne in der GHZ der Milchstraße haben einen radialen Gradienten in ihrer Verteilung. Trotzdem wird in erster Näherung angenommen, dass sie zufällig homogen in der GHZ verteilt sind. Zusammen mit



der Annahme, dass sich auf einem habitablen Planeten sofort Leben entwickelt, kann man die Wahrscheinlichkeit  $p$ , mit der man einen habitablen erdähnlichen Planeten in einer bestimmten Entfernung  $r$  findet, die kleiner als die Entfernung  $d$  ist, bestimmen mit

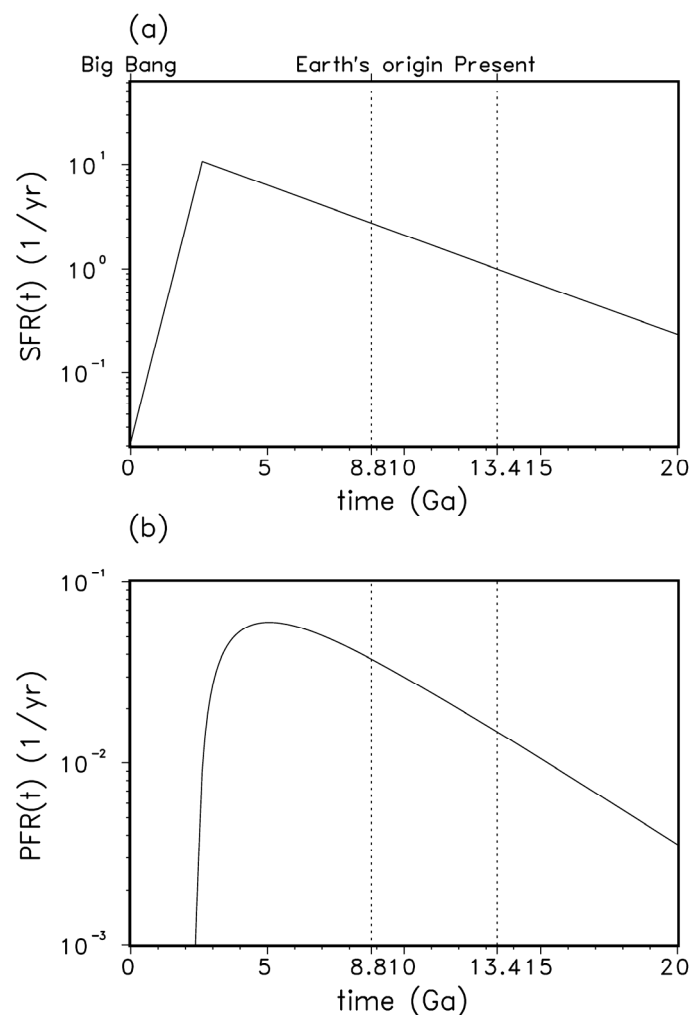
$$p(r < d) = 1 - e^{-\frac{N_{\text{hab},i}}{f_{\text{GHZ}} \cdot V_{\text{MW}}} \frac{4}{3} \pi d^3}, \quad (4.3.1)$$

wobei  $V_{\text{MW}}$  das Volumen der Milchstraße ( $\approx 1,57 \cdot 10^{14} \text{ lyr}^3$ ) ist. In der Entfernung  $d_{98}$  kann man in der Milchstraße einen solchen Planeten mit einer Wahrscheinlichkeit von 98% finden.

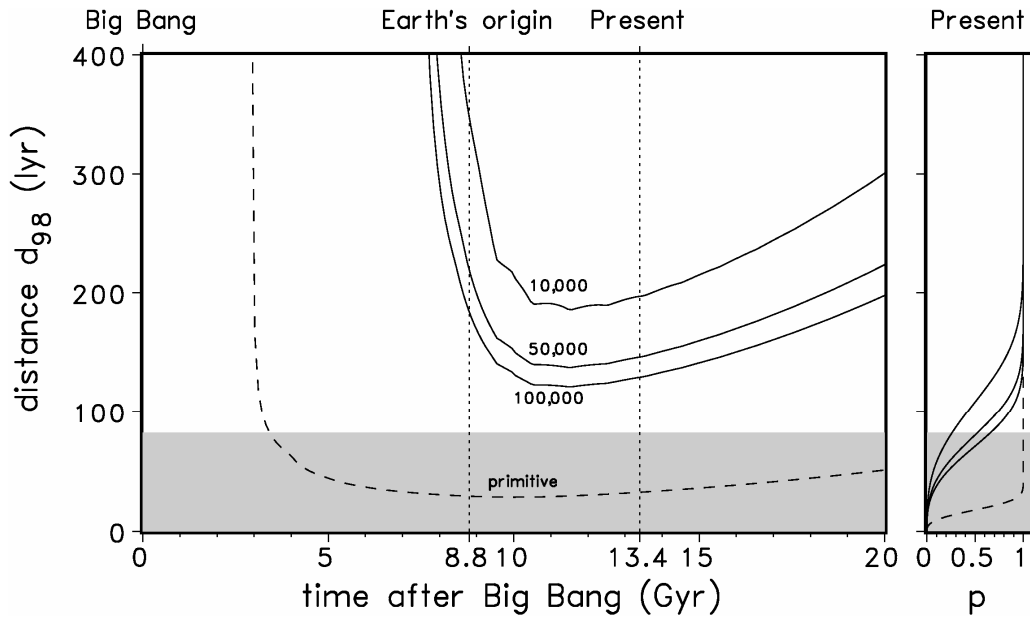
$$d_{98}(t) = \sqrt[3]{\frac{f_{\text{GHZ}} \cdot V_{\text{MW}}}{N_{\text{hab},i}}} \quad (4.3.2)$$

In Abbildung 4.2 ist der zeitliche Verlauf der Entfernung  $d_{98}$  für primitive und komplexe Lebensformen (in Abhängigkeit von ihrer  $\text{CO}_2$ -Widerstandsfähigkeit) dargestellt. Zusätzlich zeigt die Abbildung die jeweiligen heutigen Wahrscheinlichkeiten, einen Erdzwilling zu finden, in Abhängigkeit von der Entfernung.

Auf der Basis des vorgestellten Modells kann man voraussagen, dass heute der nächste vermutlich primitives Leben beherbergende Planet 30 lyr entfernt ist. Der nächste Planet mit komplexem Leben dagegen wäre 130 lyr (100.000 ppm), 150 lyr (50.000 ppm) oder 200 lyr (10.000 ppm) entfernt. Vergleicht man diese Ergebnisse mit der maximalen Entfernung für die Beobachtung von Planeten durch die DARWIN- Mission der ESA von 81,5 lyr und der TPF-Mission der NASA von 50 lyr, dann ergibt sich nur eine geringe Chance, dass sich in der Detektionsreichweite ein Planet mit komplexem Leben befindet. Abhängig vom Wert der  $\text{CO}_2$ -Widerstandsfähigkeit liegt eine solche Wahrscheinlichkeit für DARWIN bei 27% bis 65% und für TPF bei 6% bis 20%. Beide Missionen sollten dagegen eine gute Chance besitzen, einen mit primitivem Leben besiedelten Planeten zu beobachten. Die minimale Entfernung zwischen möglicherweise belebten Planeten in Abbildung 4.2 entspricht einer maximalen Anzahl dieser Planeten zu dem entsprechenden Zeitpunkt. Das Modell liefert das Ergebnis, dass Planeten mit primitivem Leben 10 Ga nach dem Big Bang (1,2 Ga nach der Entstehung der Erde oder vor 3,4 Ga) am häufigsten waren. Vor 1,8 Ga erreichte die Anzahl der Planeten, die möglicherweise von komplexem Leben besiedelt sind, ein Maximum. Ihre Anzahl verringert sich seitdem stetig.



**Abbildung 4.1:** Die reskalierte Sternbildungsrate *SFR* und die Bildungsrate erdähnlicher Planeten *PFR* berechnet nach Lineweaver (2001). Die vertikalen gepunkteten Linien bezeichnen den Zeitpunkt der Erdentstehung (Earth's origin) und den heutigen Zeitpunkt (Present). Die Zeit (time) ist in Milliarden Jahren (Gyr) angegeben. (Abbildung 2 aus Bounama et al. 2007).



**Abbildung 4.2:** Die zeitliche Entwicklung der Entfernung  $d_{98}$  zwischen erdähnlichen Planeten, die möglicherweise primitive Lebensformen (gestrichelte Linie) und komplexe Lebensformen (durchgezogene Linien) beherbergen. Letztere sind mit dem toxischen  $\text{CO}_2$ -Wert in ppm gekennzeichnet. Die vertikalen gepunkteten Linien bezeichnen den Zeitpunkt der Erdentstehung (Earth's origin) und den heutigen Zeitpunkt (Present). Die Zeit nach dem Big Bang (time) ist in Milliarden Jahren (Gyr) angegeben. Der graue Bereich ist der Detektionsbereich der DARWIN-Mission der ESA, die für die nächste Dekade geplant ist. Rechts sind die korrespondierenden heutigen Werte für die Wahrscheinlichkeit  $p$  in Abhängigkeit von der Entfernung, in der man einen entsprechenden Planeten finden würde, dargestellt. (Abbildung 3 aus Bounama et al. 2007).

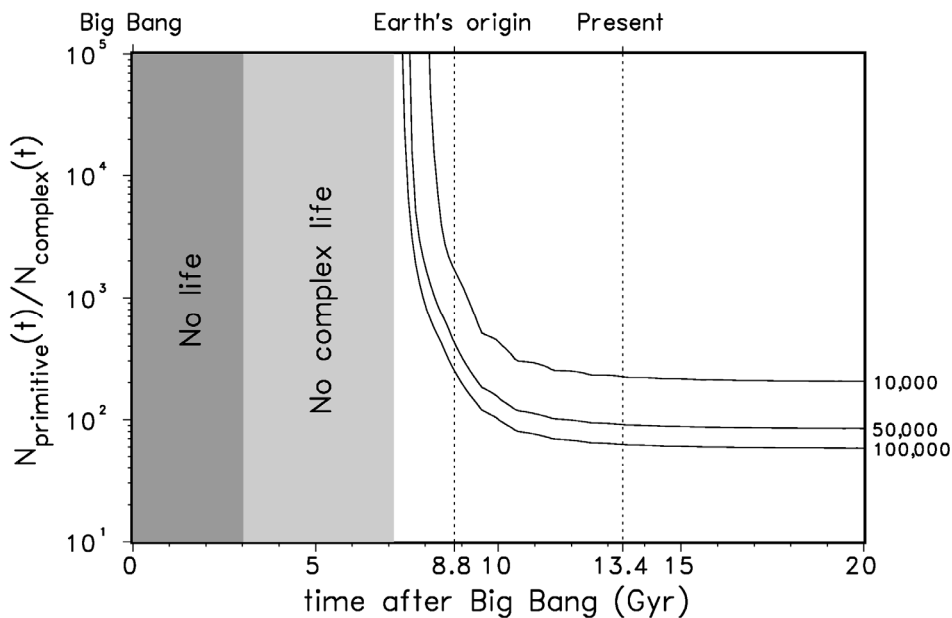
#### 4.4 Der Rare-Earth-Faktor

Der *Rare-Earth-Faktor*  $REF$  gibt an, wie viele Planeten mit primitivem Leben pro einem mit komplexem Leben existieren. Mithilfe des Modells ergibt sich  $REF$  zu:

$$REF(t) = N_{\text{hab},1} / N_{\text{hab},2} \quad (4.4.1)$$

In Abbildung 4.3 ist die zeitliche Entwicklung von  $REF$  nach dem Big Bang ( $t = 0$ ) dargestellt. Die Kurven unterscheiden sich nach ihrer Parametrisierung für die  $\text{CO}_2$ -Widerstandsfähigkeit. Für einen Grenzwert von 100.00 ppm beträgt  $REF$  etwa 200, für 50.000 ppm etwa 100 und für 100.000 ppm etwa 50. Diese Werte ergeben sich aus dem Modellansatz und sind deshalb mit allen oben genannten Einschränkungen behaftet.

Komplexe Lebensformen entsprechend der dargestellten Parameterisierung sind zweifellos seltener als primitive Lebensformen und das mindestens um 2 Größenordnungen. Nur 0,002% aller Sterne in der Milchstraße können Erdzwillinge beherbergen, die vermutlich mit komplexem Leben besiedelt sind. Dieses Ergebnis für REF basiert ausschließlich auf der Untersuchung der photosynthetisch-aktiven habitablen Zone. Es ist behaftet mit einer Anzahl von Nahrungsannahmen zur Parametrisierung für das Erdsystemmodell und der eingeschränkten Definition für komplexes Leben. Trotzdem kann es als ein erster Versuch für eine quantitative Abschätzung verstanden werden. Andere limitierende Effekte können die Anzahl habitabler erdähnlicher Planeten in der Milchstraße nur verringern. Aber bis heute ist es noch nicht gelungen, derartige Effekte zu modellieren oder zu quantifizieren.



**Abbildung 4.3:** Die zeitliche Entwicklung des *Rare-Earth-Factors* (REF), dem Verhältnis zwischen erdähnlichen Planeten mit vermutlich primitivem Leben zu denen mit vermutlich komplexem Leben. Die Kurven sind mit dem toxischen  $\text{CO}_2$ -Wert in ppm gekennzeichnet. Die vertikalen gepunkteten Linien bezeichnen den Zeitpunkt der Erdentstehung (Earth's origin) und den heutigen Zeitpunkt (Present). Die Zeit nach dem Big Bang (time) ist in Milliarden Jahren (Gyr) angegeben. Im dunkelgrauen Bereich (no life – kein Leben) werden keine habitablen Planeten gebildet, im hellgrauen Bereich (no complex life – kein komplexes Leben) existieren ausschließlich Planeten, die mit primitivem Leben besiedelt sein könnten. (Abbildung 4 aus Bounama et al. 2007).

**Literaturverzeichnis**

- Barry, D. C. 1988. The chromospheric age dependence of the birthrate, composition, motions, and rotation of late F-dwarf and G-dwarfs within 25 Parsecs of the Sun. *Astrophys. J.* 334, 436-448.
- Bean, J. L., Benedict, G. F., Endl, M. 2006. Metallicities of M dwarf planet hosts from spectral synthesis. *Astrophys. J.* 653 (1), L65-L68.
- Beaulieu, J.-P., Bennett, D. P., Fouqué, P. et al. 2006. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature* 439, 437-440.
- Bebout, G. E. 1996. Volatile transfer and recycling at convergent margins: mass-balance and insights from high-p/T metamorphic rocks. *Geophys. Monograph* 96, 179-193.
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I. 1996. Circumstellar disks and the search for neighbouring planetary systems. *Nature* 383, 139-144.
- Beerling, D. J., Berner, R. A. 2005. Feedbacks of the coevolution of plants and atmospheric CO<sub>2</sub>. *PNAS* 102, 1302-1305.
- Benner, S. A., Ricardo, A., Carrigan, M. A. 2004. Is there a common chemical model for life in the universe? *Curr. Opinion Chem. Biol.* 8, 672-689.
- Berner, R. A. 1991. A model for atmospheric CO<sub>2</sub> over Phanerozoic time. *Am. J. Sci.* 291, 339-376.
- Berner, R. A. 1992. Weathering, plants, and long-term carbon cycle. *Geochim. Cosmochim. Acta* 56, 3225-3231.
- Berner, R. A., Lasaga, A. C., Garrels, R. M. 1983. The carbonate-silicate geochemical cycle and its effects on atmospheric carbon dioxide over the past 100 million years. *Am. J. Sci.* 283, 641-683.
- Blum, A., Lasaga, A. C. 1988. Role of surface speciation in the low-temperature dissolution of minerals. *Nature* 331, 431-433.
- Bodenheimer, P., Pollack, J. B. 1986. Calculations of the Accretion and Evolution of Giant Planets: The-effects of Solid Cores. *Icarus* 67, 391-408.
- Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., Udry, S., Mayor, M., Perrier, C., Bouchy, F., Pepe, F., Queloz, D., Bertraux, J.-L. 2005. The HARPS search for southern extrasolar planets: VI. A Neptune-mass planet around the nearby m dwarf Gl 581. *Astron. Astrophys.* 443, L15-L18.
- Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X., Forveille, T., Gillon, M., Perrier, C., Udry, S., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., Queloz, D., Santos, N. C., Bertraux, J. L. 2007. The HARPS search for southern extrasolar planets: X. A  $m \sin i = 11M_{\oplus}$  planet around the nearby spotted M dwarf GJ 674. *Astron. Astrophys.* 474, 293-299.

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- Bounama, C., Franck, S., von Bloh, W. 2001. The fate of Earth's ocean. *Hydrol. Earth Sys. Sci.* 5(4), 569-575.
- Bounama, C., von Bloh, W., Franck, S. 2002. Auf der Suche nach einer zweiten Erde. *Physik in unserer Zeit* 33 (3), 122-128.
- Bounama, C., von Bloh, W., Franck, S. 2004a. Das Ende des Raumschiffs Erde. *Spektrum der Wissenschaft* Oktoberheft 2004, 101-107.
- Bounama, C., von Bloh, W., Franck, S. 2004b. Wo kann es Zwillinge der Erde geben? *Sterne und Weltraum* Januarheft 2004, 30-36.
- Bounama, C., von Bloh, W., Franck, S. 2007. How rare is complex life in the Milky Way? *Astrobiology* 7 (5), 745-755.
- Caldeira, K., Kasting, J. F. 1992. The life span of the biosphere revisited. *Nature* 360, 721-723.
- Catling, D. C., Glein, C. R., Zahnle, K. J., McKay, C. P. 2005. Why O<sub>2</sub> is required by complex life on habitable planets and the concept of planetary „oxygenation time“. *Astrobiology* 5 (3), 415-438.
- Chameides, W. L. 1984. The photochemistry of a remote marine stratiform cloud. *J. Geophys. Res.* 89 (ND3), 4739-4755.
- Chauvin, G., Lagrange, A.M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., Lowrance, P. 2004. A giant planet candidate near a young brown dwarf. *Astron. Astrophys.* 425, L29 – L32.
- Christensen, U. R. 1985. Thermal evolution models for the Earth. *J. Geophys. Res.* 90, 2995-3007.
- Collerson, K. D., Kamber, B. S. 1999. Evolution of the continents and the atmosphere inferred from Th-U-Nb systematics of the depleted mantle. *Science* 283, 1519-1522.
- Condie, K. C. 1990. Growth and accretion of continental crust: inferences based on Laurentia. *Chem. Geol.* 83, 183-194.
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Wasilewski, P. J., Ness, N. F., Rème, H., Mazelle, C., Vignes, D., Lin, R. P., Mitchell, D. L., Cloutier, P. A. 1999. Magnetic lineations in the ancient crust of Mars. *Science* 284, 794-798.
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Ness, N. F., Kletetschka, G., Mitchell, D. L., Lin, R. P., Reme H. 2005. Tectonic implications of Mars crustal magnetism. *Proc. Nat. Acad. Sci.* 102 (42), 14970–14975.
- Cuntz, M., von Bloh, W., Bounama, C., Franck, S. 2003. On the possibility of Earth-type habitable planets around 47 Uma. *Icarus* 162, 214-221.
- Dick, S. J. 1998. *Life on other worlds*. Cambridge University Press.

- Dobrovolskis, A. R. 2007. Spin states and climates of eccentric exoplanets. *Icarus* 192 (1), 1-23.
- Fortney, J. J., Marley, M. S., Barnes, J. W. 2007. Planetary radii across five orders of magnitude in mass and stellar insolation: application to transits. *Astrophys. J.* 659, 1661-1672.
- Franck, S., Bounama, C. 1995. Effects of water-dependent creep rate on the volatile exchange between mantle and surface reservoirs. *Phys. Earth Planet. Inter.* 92, 57-65.
- Franck, S., Bounama, C. 1997. Continental growth and volatile exchange during Earth's evolution. *Phys. Earth Planet. Inter.* 100, 189-196.
- Franck, S., Kossachi, K., Bounama, C. 1999. Modelling the global carbon cycle for the past and future evolution of the Earth system. *Chem. Geol.* 159, 305-317.
- Franck, S., Block, A., von Bloh, W., Bounama, C., Schellnhuber, H. J., Svirezhev, Y. 2000a. Reduction of biosphere life span as a consequence of geodynamics, *Tellus* 52B, 94-1007.
- Franck, S., von Bloh, W., Bounama, C., Steffen, M., Schönberner, D., Schellnhuber, H.-J. 2000b. Determination of habitable zones in extrasolar planetary systems: where are Gaia's sisters? *J. Geophys. Res.* 105E, 1651-1658.
- Franck, S., Block, A., von Bloh, W., Bounama, C., Garrido, I., Schellnhuber, H.-J. 2001. Planetary habitability: is Earth commonplace in the Milky Way? *Naturwissenschaften* 88, 416-426.
- Franck, S., Cuntz, M., von Bloh, W., Bounama, C. 2003. The habitable zone of Earth-mass planets around 47 UMa: results for land and water worlds. *Int. J. Astrobiology* 2 (1), 35-39.
- Franck, S., Bounama, C., von Bloh, W. 2006. Causes and timing of future biosphere extinctions. *Biogeosciences* 3, 85-92.
- Gliese, W. 1969. *Catalogue of Nearby Stars*. Edition 1969, Veröffentlichungen des Astronomischen Rechen-Instituts Heidelberg 22, 117 Seiten.
- Godderis, Y., Francois, L. M. 1995. The Cenozoic evolution of the strontium and carbon cycle: relative importance of continental erosion and mantle exchanges. *Chem. Geol.* 126, 169-190.
- Grenfell, J. L., Griesmeier, J.-M., Patzer, B., Rauer, H., Segura, A., Stadelmann, A., Stracke, B., Titz, R., Von Paris, P. 2007. Biomarker response to galactic cosmic ray-induced NO<sub>x</sub> and the methane greenhouse effect in the atmosphere of an Earth-like planet orbiting an M dwarf star. *Astrobiology* 7 (1), 208-221.
- Griesmeier, J. M., Stadelmann, A., Motschmann, U., Belisheva, N. K., Lammer, H., Biernat, H. K. 2005 Cosmic ray impact on extrasolar Earth-like planets in close-in habitable zones. *Astrobiology* 5 (5), 587-603.

- Golden, D. C., Ming, D. W., Morris, R. V., Brearley, A. J., Lauer Jr., H. V., Treiman, A. H., Zolensky, M. E., Schwandt, C. S., Lofgren, G. E., McKay, G. A. 2004. Evidence for exclusively inorganic formation of magnetite in Martian meteorite ALH84001. *Am. Mineralogist* 89 (5-6), 681-695.
- Gonzalez, G., Brownlee, D., Ward, P. 2001. The Galactic Habitable Zone: Galactic Chemical Evolution. *Icarus* 152 (1), 185-200.
- Hart, M. H. 1978. The evolution of the atmosphere of the Earth. *Icarus* 33, 23-39.
- Hart, M. H. 1979. Habitable zones about main sequence stars. *Icarus* 37, 351-357.
- Hart, M. H. 1995. Atmospheric evolution, the Drake equation and DNA: sparse life in an infinite universe. In: *Extraterrestrials – where are they?*, edited by B. Zuckerman, M. H. Hart, Cambridge University Press, Cambridge, 215-225.
- Hayashi, C. 1981. Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula. *Progr. Theoret. Phys. Supp.* 70, 35-53.
- Hedges, S. B., Blair, J. E., Venturi, M. L., Shoe, J. L. 2004. A molecular timescale of eucaryote evolution and the rise of complex multicellular life. *BMC Evol. Biol.* 4, 2-10.
- Herzberg, C. T. 1995. Komatiite magmatism in the Archean mantle. In: *Abstract booklet (week A) of the XXI General Assembly of the IUGG, Boulder, CO, 2-14 July 1995*, 273.
- Hitchcock, D. R., Lovelock, J. E. 1967. Life detection by atmospheric analysis. *Icarus* 7, 140-150.
- Ida, S., Lin, D. N. C. 2004a. Toward a deterministic model of planetary formation. I. A desert in the mass and semimajor axis distributions of extrasolar planets. *Astrophys. J.* 604, 388-413.
- Ida, S., Lin, D. N. C. 2004b. Toward a deterministic model of planetary formation. II. The formation and retention of gas giant planets around stars with range of metallicities. *Astrophys. J.* 616, 567-572.
- Ida, S., Lin, D. N. 2005. Toward a deterministic model of planetary formation. III. Mass distribution of short-period planets around stars of various masses. *Astrophys. J.* 626, 1045-1060.
- Ito, E., Harris, D. M., Anderson Jr., A. T. 1983. Alteration of oceanic crust and geologic cycling of chlorine and water. *Geochim. Cosmochim. Acta* 47, 1613-1624.
- Jackson, M. J., Pollack, H. N. 1984. On the sensitivity of parameterized convection to the rate of decay of internal heat sources. *J. Geophys. Res.* 89 (B12), 10103-10108.



- Jones, B. W., Sleep, P. N., Underwood, D. R. 2006. Habitability of known exoplanetary systems based on measured stellar properties. *Astrophys. J.* 649, 1010-1019.
- Joshi, M. M. 2003. Climate model studies of synchronously rotating planets. *Astrobiology* 3 (2), 415-427.
- Joshi, M. M., Haberle, R. M., Reynolds, R. T. 1997. Simulations of the atmospheres of synchronously rotating terrestrial planets orbiting M dwarfs: Conditions for atmospheric collapse and the implications for habitability. *Icarus* 129 (2), 450-465.
- Karato, S.-I., Toriumi, M. 1989. *Rheology of solids and of the Earth*. Oxford University Press, Oxford, N.Y., 440 S.
- Karato, S.-I., Wu, P. 1993. Rheology of the upper mantle: a synthesis. *Science* 260, 771-778.
- Kasting, J. F. 1988. Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus. *Icarus* 74, 472-494.
- Kasting, J. F. 1991. CO<sub>2</sub> condensation and the climate of early Mars. *Icarus* 94, 1-13.
- Kasting, J. F. 1996. Habitable zones around stars: an update. In: *Circumstellar habitable zones*, edited by L. R. Doyle, Travis House Publications, Menlo Park, 17-18.
- Kasting, J. F., Ackerman, T. P. 1986. Climatic consequences of very high carbon dioxide levels in the Earth's early atmosphere. *Science* 234, 1383-1385.
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., Reynolds, R. T. 1993. Habitable zones around main sequence stars. *Icarus* 101, 108-128.
- Kennedy, G. M., S. J. Kenyon, Bromley, B. C. 2006. Planet formation around low-mass stars: the moving snow line and super-Earths. *Astrophys. J.* 650, L139-L142.
- Khodachenko, M. L., Ribas, I., Lammer, H., Grießmeier, J.-M., Leitner, M., Selsis, F., Eiroa, C., Hanslmeier, A., Biernat, H. K., Farrugia, C. J., Rucker, H. O. 2007. Coronal mass ejection (CME) activity of low mass M stars as an important factor for the habitability of terrestrial exoplanets. I. CME impact on expected magnetospheres of Earth-like exoplanets in close-in habitable zones. *Astrobiology* 7 (1), 167-184.
- Kippenhahn, R., Weigert, A. 1990. *Stellar structure and evolution*. Springer-Verlag, New York.
- Koch, D., Borucki, W., Basri, G., Brown, T., Caldwell, D., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W., Dunham, E., Gautier, T. N., Geary, J., Gilliland, R., Jenkins, J.,

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- Kodo, Y., Latham, D., Lissauer, J., Monet, D. 2006. The Kepler mission: astrophysics and eclipsing binaries. *Astrophys. Space Sci.* 304 (1-4), 391-395.
- Kopp, R. E., Kirschvink, J. L., Hilburn, I. A., Nash, C. Z. 2005. The Paleoproterozoic snowball Earth: A climate disaster triggered by the evolution of oxygenic photosynthesis. *Proc. Nat. Acad. Sci.* 102 (32), 11131-11136.
- Kuchner, M. J. 2003. Volatile-rich Earth-mass planets in the habitable zone. *Astrophys. J.* 596, L105-L108.
- Kuhn, W. R., Walker, J. C. G., Marshall, H. G. 1989. The effect on Earth's surface temperature from variations in rotation rate, continent formation, solar luminosity, and carbon dioxide. *J. Geophys. Res.* 94, 11,129-11,136.
- Lammer, H. 2007. M star planet habitability. *Astrobiology* 7(1), 27-29.
- Larigauderie, A., Roy, J., Berger, A. 1986. Long term effects of high CO<sub>2</sub> concentration on photosynthesis of water hyacinth (*Eichhornia crassipes* (Mart.) Solms). *J. Experim. Botany* 37 (182), 1303-1312.
- Lasaga, A. C., Berner, R. A., Garrels, R. M. 1985. An improved geochemical model of atmospheric CO<sub>2</sub> fluctuation over the past 100 million years. In: *The carbon cycle and atmospheric CO<sub>2</sub>: natural variations Archaean to present*. Geophys. Monograph 32, ed. E. T. Sundquist und W. S. Broecker, AGU, Washington DC, 397-441.
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., Adams, F. C. 2004. The core accretion model predicts few Jovian-mass planets orbiting red dwarfs. *Astrophys. J.* 612, L73-L76.
- Léger, A., Selsis, F., Sotin, C., Guillot, T., Despois, D., Mawet, D., Olivier, M., Labèque, A., Valette, C., Brachet, F., Chazelas, B., Lammer, H. 2004. A new family of planets, "Ocean-Planets". *Icarus* 169, 499-504.
- Lenton, T. M., von Bloh, W. 2001. Biotic feedback extends the life span of the biosphere. *Geophys. Res. Lett.* 28(9), 1715-1718.
- Lineweaver, C. H. 2001. An estimate of the age distribution of terrestrial planets in the universe: quantifying metallicity as a selection effect. *Icarus* 151, 307-313.
- Lineweaver, C. H., Fenner, Y., and Gibson, B. K. 2004. The galactic habitable zone and the age distribution of complex life in the Milky Way. *Science* 302, 59-62.
- Lissauer, J. J. 1993. Planet formation. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 31, 129-174.
- Lovelock, J. E. 1965. A physical basis for life detection experiments. *Nature* 207, 568-570.
- Lovelock, J. E. 1975. Thermodynamics and the recognition of alien biospheres. *Proc. R. Soc. Lond. B.* 189, 167-181.
- Lovelock, J. E., Whitfield, M. 1982. Life span of the biosphere. *Nature* 296, 561-563.

- Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F. et al. 2006. An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets. *Nature* 441, 305–309.
- Marshall, H. G., Walker, J. C. G., Kuhn, W. R. 1988. Long-term climate change and the geochemical cycle of carbon. *J. Geophys. Res.* 93, 781-801.
- Mayor, M., Queloz, D. 1995. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature* 378, 355-359.
- McGovern, P. J., Schuber, G. 1989. Thermal evolution of the Earth: effects of volatile exchange between atmosphere and interior. *Earth Planet. Sci. Lett.* 96, 27-37.
- McKay, D. S., Gibson, E. K., Thomas-Keprta, K. L., Rommanek, C. S., Clemett, S. J., Chillier, D. F., Maechling, C. R., Zare, R. H. 1996. Search for life on Mars: possible relic biogenic activity in Martian meteorite ALH84001. *Science* 273, 924-930.
- McKenzie, D., Bickle, M. J. 1988. The volume and composition of melt generated by extension in the lithosphere. *J. Petrology* 29(3), 625-679.
- McNamara, A. K., van Keken, P. E. 2000. Cooling of the Earth: A parameterized convection study of whole versus layered models. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 1, doi: 2000GC000045.
- Mizuno, H. 1980. Formation of the giant planets. *Prog. Theor. Phys.* 64, 544-557.
- Moresi, L., Solomatov, V. 1998. Mantle convection with a brittle lithosphere: thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus. *Geophys. J. Int.* 133 (3), 669-682.
- Morison, J. I. L., Lawlor, D. W. 1999. Interactions between increasing CO<sub>2</sub> concentration and temperature on plant growth. *Plant. Cell Environ.* 22, 659-682.
- Murakami, M., Hirose, K., Yurimoto, H., Nakashima, S., Takafuji, N. 2002. Water in Earth's lower mantle. *Science* 295, 1885-1887.
- Nagamine, K., Fukugita, M., Cen, R., Ostriker, J. P. 2001. Star formation history and stellar metallicity distribution in a  $\Lambda$  cold dark matter universe. *Astrophys. J.* 558, 497-504.
- O'Neill, C., Jellinek, A. M., Lenardic, A. 2007. Conditions for the onset of plate tectonics on terrestrial planets and moons. *Earth Planet. Sci. Lett.* 261, 20-32.
- Peale, S. J. 1977. Rotation histories of the natural satellites. In: *Planetary satellites*, edited by J. A. Burns, University of Arizona Press, Tucson, 87-112.
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., Greenzweig, Y. 1996. Formation of giant planets by concurrent accretion of solids and gas. *Icarus* 124, 62-85.

- Rafikov, R. R. 2007. Convective cooling and fragmentation of gravitationally unstable disks. *Astrophys. J.* 662, 642-650.
- Raymond, S. N., Mandell, A. M., Sigurdsson, S. 2006a. Exotic Earths: Forming habitable worlds with giant planet migration. *Science* 313, 1413-1416.
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2004. Making other earths: dynamical simulations of terrestrial planet formation and water delivery. *Icarus* 168, 1–17.
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2005. The formation and habitability of terrestrial planets in the presence of close-in giant planets. *Icarus* 177, 256-263.
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2006b. High-resolution simulations of the final assembly of Earth-like planets. I. Terrestrial accretion and dynamics. *Icarus* 183, 265-282.
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2007. High-resolution simulations of the final assembly of Earth-like planets. II. Water delivery and planetary habitability. *Astrobiology* 7(1), 66-84.
- Ribas, I. 2006. Masses and radii of low-mass stars: Theory versus observations. *Astrophys. Space Sci.* 304 (1-4), 89-92.
- Richter, O. 1985. Simulation des Verhaltens ökologischer Systeme: Mathematische Methoden und Modelle. Weinheim, Verlag Chemie.
- Rivera, E. J., Lissauer, J. J., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Fischer, D.A., Brown, T. M., Laughlin, G., Henry, G. W. 2005. A  $\sim 7.5 M_{\oplus}$  planet orbiting the nearby star, GJ 876. *Astrophys. J.* 634, 625-640.
- Rocha-Pinto, H. J., Scalo, J., Maciel, W. J., Flynn, C. 2000. Chemical enrichment and star formation in the Milky Way disk. II. Star formation history. *Astron. Astrophys.* 358, 869-885.
- Rouan, D., Baglin, A., Barge, P., Copet, E., Deleuil, M., Leger, A., Schneider, J., Touloukian, D., Vuillemin, A. 1999. Searching for exosolar planets with the COROT space mission. *Phys. Chem. Earth C* 24, 567-571.
- Rüpke, L., Morgan, J. P., Dixon, J. E. 2006. Implications of subduction rehydration for Earth's deep water cycle. *Geophys. Monograph Ser.* 168, 263-276.
- Scalo, J.M. 1987. The initial mass function, starbursts, and the Milky Way. In: *Starbursts and Galaxy Evolution*, edited by T. X. Thuan, T. Montmerle, Tran Thanh Van, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 445-465.
- Schaber, G. G., Strom, R. G., Moore, H. J., Soderblom, L. A., Kirk, R. L., Chadwick, D. J., Dawson, D. D., Gaddis, L. R., Boyce, J. M., Russell, J. 1992. Geology and distribution of impact craters on Venus: What are they telling us? *J. Geophys. Res.* 97, 13257–13301.

- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., Meader, A. 1992. New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at  $Z = 0.020$  and  $Z = 0.001$ . *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 96-2, 269-331.
- Schubert, G. 1979. Subsolidus convection in the mantle of terrestrial planets. *Annu. Rev. Earth. Planet. Sci.* 7, 289-342.
- Schubert, G., Stevenson, D., Cassen, P. 1980. Whole planet cooling and the radiogenic heat-source contents of the Earth and Moon. *J. Geophys. Res.* 85 NB5, 2531-2538.
- Schwartzman, D. 1999. *Life, temperature, and the Earth: The self-organized biosphere.* Columbia University Press, New York.
- Schwartzman, D. W., Volk, T. 1989. Biotic enhancement of weathering and the habitability of Earth. *Nature* 340, 457-460.
- Seager, S., Kuchner, M., Hier-Majumder, C. A., Militzer, B. 2007. Mass-radius relationships for solid exoplanets. *Astrophys. J.* 669 (2), 1279-1297.
- Selsis, F., Chazelas, B., Bordé, P., Ollivier, M., Brachet, F., Decaudin, M., Bouchy, F., Ehrenreich, D., Griessmeier, J.-M., Lammer, H., Sotin, C., Grasset, O., Moutou, C., Barge, P., Deleuil, M., Mawet, D., Despois, D., Kasting, J. F., Leger, A. 2007. Could we identify hot ocean-planets with CoRoT, Kepler and Doppler velocimetry? *Icarus* 191 (2), 453-468.
- Sotin, C., Grasset, O., Mocquet, A. 2007. Mass-radius curve for extrasolar Earth-like planets and ocean planets. *Icarus* 191 (1), 337-351.
- Staudacher, T. und Allègre, C. J. 1982. Terrestrial xenology. *Earth Planet. Sci. Lett.* 60, 389-406.
- Stevenson, D. 1982. Formation of the giant planets. *Planet. Space Sci.* 30 (8), 755-764.
- Stumm, W., Morgan, J. J. 1981. *Aquatic chemistry.* Wiley, New York.
- Tajika, E., Matsui, T. 1992. Evolution of terrestrial proto-CO<sub>2</sub> atmosphere coupled with thermal history of the earth. *Earth Planet. Sci. Lett.* 113, 251-266.
- Tarter, J. C., Backus, P. R., Mancinelli, R. L. et al. 2007. A reappraisal of the habitability of planets around M dwarf stars. *Astrobiology* 7 (1), 30-65.
- Turcotte, D. C., Schubert, G. 1982. *Geodynamics.* John Wiley, New York.
- Twarog, B. A. 1980. The chemical evolution of the solar neighbourhood. II - The age metallicity relation and the history of star formation in the galactic disk. *Astrophys. J.* 242, 242-259.
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., Perrier, C., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., Queloz, D., Bertaux, J.-L. 2007. The HARPS search for

- southern extrasolar planets XI. Super-Earths (5 & 8  $M_{\oplus}$ ) in a 3-planet system. *Astron. & Astrophys* 469, L43-L47.
- Valencia, D., O'Connell, R. J., Sasselov, D. 2006. Internal structure of massive terrestrial planets. *Icarus* 181 (2), 545-554.
- Valencia, D., Sasselov, D. D., O'Connell, R. J. 2007a. Radius and structure models of the first super-Earth planet. *Astrophys. J.* 656, 545-551.
- Valencia, D., Sasselov, D. D., O'Connell, R. J. 2007b. Detailed Models of super-Earths: How well can we infer bulk properties? *Astrophys. J.* 665, 1413-1420.
- Volk, T. 1987. Feedbacks between weathering and atmospheric CO<sub>2</sub> over the last 100 million years. *Am. J. Sci.* 287, 763-779.
- Von Bloh, W., Franck, S., Bounama, C., Schellnhuber, H.-J. 2003a. Biogenic enhancement of weathering and the stability of the ecosphere. *Geomicrobiol. J.* 20, 501-511.
- Von Bloh, W., Bounama, C., Franck, S. 2003b. Cambrian explosion triggered by geosphere-biosphere feedbacks. *Geophys. Res. Lett.* 30, 1963, doi:1029/2003GL017928.
- Von Bloh, W., Franck, S., Bounama, C., Schellnhuber, H. J. 2003c. Maximum number of habitable planets at the time of Earth's origin: New hints for panspermia? *Origins Life Evol. Biosph.* 33, 219-231.
- Von Bloh, W., Cuntz, M., Franck, S., Bounama, C. 2003d. On the possibility of Earth-type habitable planets in the 55 Cancri system. *Astrobiology* 3 (3), 281-688.
- Von Bloh, W., Bounama, C., Franck, S. 2007a. Dynamic habitability for Earth-like planets in 86 extrasolar planetary systems. *Planet. Space. Sci.* 55 (5), 651-666.
- Von Bloh, W., Bounama, C., Cuntz, M., Franck, S. 2007b. The habitability of super-Earths in Gliese 581. *Astron. Astrophys.* 476 (3), 1365-1371.
- Walker, J. C. G., Hays, P. B., Kasting, J. F. 1981. A negative feedback mechanism for the long-term stabilization of Earth's surface temperature. *J. Geophys. Res.* 86, 9776-9782.
- Walker, J. C. G., Kasting, J. F. 1992. Effects of fuel and forest conservation on future levels of atmospheric carbon dioxide. *Paleogeog. Paleoclimatol. Paleoecol.* 97, 151-189.
- Ward, P. D., Brownlee, D. 1999. *Rare Earth*. Copernicus, New York.
- Wetherill, G. 1990. Formation of the Earth. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 18, 205-256.
- Whitmire, D. P., Reynolds, R. T. 1996. Circumstellar habitable zones: astronomical considerations. In: *Circumstellar habitable zones*, edited by L. R. Doyle, Travis House Publications, Menlo Park, 117-143.

- Wilde, S. A., Valley, J. W., Peck, W. H., Graham, C. M. 2001. Evidence from detrital zircons for the existence of continental crust and oceans on the Earth 4.4 Gyr ago. *Nature* 409, 175-178.
- Williams, D. M. 1998. The stability of habitable planetary environments. Thesis, Pennsylvania State University.
- Williams, D. M., Pollard, D. 2002. Earth-like worlds on eccentric orbits: excursions beyond the habitable zone. *Int. J. Astrobiology* 1 (1), 61-69.
- Wogelius, R. A., Walther, J. V. 1991. Olivine dissolution at 25°C: Effects of pH, CO<sub>2</sub>, and organic acids. *Geochim. Cosmochim. Acta* 55 (4), 943-954.
- Wuchterl, G., Guillot, T., Lissauer, J. J. 2000. Giant planet formation. IN: *Protostars and planets*, edited by V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell, University of Arizona Press, Tucson, 1081-1109.
- Wyatt, M.C., Dent, W.R.F., Greaves, J.S. 2003. SCUBA observations of the dust around Lindroos stars: evidence for a substantial submillimetre disc population. *Mon. Not. Royal Astr. Soc.* 342, 876-888.

## Danksagung

An erster Stelle möchte ich meinem Betreuer Prof. Dr. Siegfried Franck danken, der die entscheidenden Impulse für die Anfertigung dieser Dissertation gegeben hat und in konstruktiver Weise zum Erfolg meiner wissenschaftliche Arbeit beigetragen hat.

Die Promotion wurde durch meine Tätigkeit am Potsdam-Institut für Klimafolgenforschung e.V. unterstützt und gefördert. Die Arbeit wurde im Rahmen des Forschungsprojektes *PLACES* (Planetary Ecospheres) angefertigt. Die Erstellung wäre ohne die multidisziplinäre Ausrichtung des Instituts, durch die ich die Möglichkeit hatte, zeitnah fachübergreifende Probleme meiner Arbeit zu lösen, schwer möglich gewesen. Ich möchte deshalb allen meinen Kollegen für die interessanten Gespräche und Hinweise danken, die zum Gelingen dieses Vorhabens beigetragen haben.

Insbesondere möchte ich mich bei Dr. Werner von Bloh bedanken, der mich durch fachliche Diskussionen inspirierte und antrieb und mir privat in schwierigen Situationen zur Seite gestanden hat.

Zuletzt möchte ich mich noch bei meiner Mutter SR Dr. Herta Gillert und meinen Söhnen Marcus Thürmer und Jonas Bounama bedanken, ohne deren Geduld und private Hilfestellung ich dieses Promotionsvorhaben nicht realisierten hätte können.



## Lebenslauf

Name: Christine Bounama geb. Gillert  
Geburtsdatum: 7. August 1964  
Geburtsort: Stralsund  
Staatsangehörigkeit: deutsch

### Schulische und akademische Ausbildung

- 1971-1979:** Besuch der allgemeinbildenden Oberschule Kleinmachnow  
**1978-1983:** Besuch der erweiterten Spezialoberschule Kleinmachnow  
**01.07.1983:** Abitur  
**1983-1984:** Praktikum am Zentralinstitut für Physik der Erde Potsdam im Seismischen Informationsdienst  
**01.09.1984:** Immatrikulation für den Studiengang Geophysik an der Technischen Universität Bergakademie Freiberg  
**16.07.1990:** Diplom in Geophysik  
Thema der Diplomarbeit: Analyse analoger und digitaler seismischer Registrierungen mit dem Ziel einer verbesserten Ereigniserkennung, Ortung und Identifizierung  
**01.10.1997:** Immatrikulation für den Fernstudiengang Umweltschutz an der Universität Koblenz-Landau  
**30.09.1999:** Fachkunde für die Betriebsbeauftragte für Abfall gemäß § 55 Abs. 3 KrW-/AbfG, Fachkunde für die Betriebsbeauftragte für Gewässerschutz gemäß § 21c Abs. 2 WHG, Zertifikat über erfolgreichen Abschluss des Fernstudiengangs  
**01.04.2004:** Immatrikulation für die Promotion in Astrophysik an der Universität Potsdam

### Beruflicher Werdegang

- 1990-1992:** Forschungsingenieur am Zentralinstitut für Physik der Erde Potsdam  
**1992-1993:** Wissenschaftliche Mitarbeiterin der WIP-Projektgruppe „Allgemeine Geophysik“ bei der Universität Potsdam, KAI e.V.  
**1994-1996:** Wissenschaftliche Mitarbeiterin der WIP-Projektgruppe „Allgemeine Geophysik“ der Universität Potsdam  
**Seit 1997:** Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Potsdam-Institut für Klimafolgenforschung e.V. (PIK), Forschungsfeld 1: Erdsystemanalyse

## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit mit dem Thema

*Thermische Evolution und  
Habitabilität erdähnlicher Exoplaneten*

an keiner anderen Universität bisher eingereicht habe. Diese Arbeit ist von mir selbständig verfasst und nur mit den angegebenen Mitteln angefertigt worden.

Potsdam, den 4. Oktober 2007