

Der diapirische Aufstieg des Troodos-Massivs auf Zypern – so könnte es gewesen sein.....

HANS-ULRICH AUST



Abb. 1.: großflächig aufgeschlossener Harzburgit mit brauner Verwitterungsrinde auf dem Artemis Trail (Mt. Olympos) in rd. 1.850 m Höhe.

ZUSAMMENFASSUNG

Der diapirische Aufstieg des Troodos-Massivs auf der Insel Zypern wird ursächlich auf eine im Oberen Erdmantel entstandenen Dichteinversion zurückgeführt, hervorgerufen durch eine teilweise Serpentinisierung von Mantelmaterial einer nahe gelegenen Supra-Subduktionszone. Zur Beschreibung der Dynamik des diapirischen Aufstiegs von Mantelmaterial bis zum Durchbruch durch den Ozeanboden kommt der bekannte Formalismus der 2-dimensionalen Rayleigh-Taylor Instabilität zur Anwendung. Für den weiteren Aufstieg über den Ozeanboden hinaus versagt der Formalismus. Unter Berücksichtigung eines kontinuierlichen Nachschubs an serpentinisiertem Mantelmaterial wird ein ergänzendes Verfahren für die Modellierung des Uplifts bis zur heutigen Situation über der Wasseroberfläche entwickelt. Ausgehend von in der Literatur angegebenen, experimentell ermittelten Parameterwerten wird eine Simulation für die Dynamik des kompletten Uplifts vorgestellt. Diese wird beschrieben mit Hilfe der zeitlichen Verläufe von Upliftgeschwindigkeit und -hebung. Eine Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse mit Ergebnissen aus der Literatur über Untersuchungen von Abkühlkurven entsprechender Gesteine und Analysen von Sedimenten aus dem Troodosumfeld bestätigen die Anwendbarkeit des beschriebenen Verfahrens.

ABSTRACT

The uplift of the Troodos massif on the island of Cyprus is causally attributed to a density inversion originating in the upper mantle, caused by a partial serpentinization of mantle material from a nearby supra-subduction zone. The well-known formalism of the 2-dimensional Rayleigh-Taylor instability is used to describe the dynamics of the diapiric uplift of mantle material up to the ocean floor. The formalism fails for a further ascent beyond the ocean floor. Taking into account a continuous replenishment of serpentinized mantle material, a supplementary method for modeling the uplift up to the current situation above the water surface is developed. Based on experimentally determined parameter values given in the literature, a simulation for the dynamics of the complete uplift is presented, described by time dependent uplift speed and elevation. A comparison of the simulation results with results from the literature on investigations of cooling curves of corresponding rocks and analyses of sediments from the Troodos environment confirms the applicability of the described procedure.

1. Einleitung

Die Insel Zypern hat ihren Besucherinnen und Besuchern mit dem Troodos-Massiv ein geologisches Highlight zu bieten. Dieser rd. 90 km lange und 30 km breite „bull-eye“-förmige Höhenzug mit dem Mt. Olympos als höchstem Berg, wird als die mit am besten untersuchte Ophiolith-Struktur angesehen. Wanderungen führen geologisch Interessierte zwangsläufig über die Artemis und Atalanta Nature Trails. Die Trails umrunden auf rd. 1.850 m bzw. 1.775 m Höhe den Mt. Olympos (1.952 m ü.M.). Knapp unterhalb von dessen Gipfel sind Gesteine des Oberen Erdmantels in fast 2 km Höhe großflächig aufgeschlossen.

Bei der Anfahrt zum Mt. Olympos aus der Ebene herauf zeigen sich zuerst marine Sedimentschichten, und mit wachsender Höhe werden Bereiche mit Pillow Laven, Diabase und Gabbros durchquert. Insgesamt finden sich hier die Struktur von ozeanischer Kruste zusammen mit Gesteinen des lithosphärischen Erdmantels durchgängig in Reliefumkehr aufgeschlossen. Tiefer gelegene Gesteine des Erdmantels wie Harzburgite zeigen sich hoch oben am Gipfel, Gesteine der ozeanischen Kruste und Sedimente hingegen deutlich tiefer bis in die Ebenen von Zypern hinein. Zwangsläufig stellt sich dann die Frage nach der Dynamik und den Prozessen, die solche gewaltigen Materialbewegungen ausgelöst haben.

Es herrscht weitgehend Konsens darüber, dass der Schlüssel zum Verständnis dieser Vorgänge in der Serpentinisierung von Mantelmaterial liegt (z. B. MORAG 2016, EVANS 2021). Serpentinisierungsreaktionen zwischen Mantelgestein und Wasser unter erhöhter Temperatur führen zu tiefgreifenden Veränderungen der physikalischen Eigenschaften der Peridotite, insbesondere zu einer signifikanten Reduktion der Dichte bei gleichzeitiger Volumenvergrößerung (EVANS 2021). Die beiden Effekte führen zu der beobachteten Exhumierung: einerseits erzeugt eine reduzierte, niedrigere Dichte im Mantel bzgl. des darüber liegenden, dann dichteren Materials der Kruste einen Dichtekontrast, der je nach Größe als Antrieb für diapirische Aktivitäten dienen kann, und andererseits muss die Volumenexpansion zusätzlich für eine großflächige Anhebung des darüber liegenden Gesteins verantwortlich gemacht werden. Bisher fanden sich in der Literatur ausschließlich die unterschiedlichsten Vorschläge für qualitative Mechanismen, um die Hebung von Mantelgestein in große Höhen zu erklären. Erstmals haben EVANS et al (EVANS 2021) auch quantitativ nachge-

wiesen, dass eine Exhumierung von Mantelmaterial auch in solche Höhen wie beim Mt. Olympos zu finden allein durch Serpentinisierungsprozesse grundsätzlich möglich ist.

In der vorliegenden Arbeit soll die Dynamik der Exhumierung abgeschätzt werden. Dazu erfolgt zuerst ein grober Abriss über das geologische Umfeld der Insel, gefolgt von der Darstellung des angewandten Formalismus für die Simulation. Daran anschließend findet sich eine Erörterung der notwendigen Parameter und deren Werte zur Beschreibung der Uplift-dynamik, bevor zum Schluss die Ergebnisse der Simulation diskutiert werden.

2. Geologisches Setting

Zypern befindet sich in unmittelbarer Nähe zur aktiven Subduktionszone zwischen Afrika und Eurasien. Vom Südrand Zyperns bis nach Rhodos erstreckt sich der als Zypernbogen bezeichnete Teil dieser Subduktionszone, die östlich der Insel nach Norden dreht und in eine Transformbewegung übergeht. Eine breite Diskussion findet über die Ausprägung als Supra-Subduktionszone (SSZ) statt, die besagt, dass durch die Saugwirkung der zurückschwingenden, schweren (alten) untertauchenden Platte Schwächezonen in der aufliegenden Platte aktiviert werden (VAN HINSBERGEN 2015), was für die Entstehung des Troodos fundamentale Bedeutung besitzt.

Die Insel selbst liegt auf der Anatolischen Mikroplatte und wird somit geographisch zu Asien gezählt. Besonders hingewiesen sei an dieser Stelle, dass sich der auf der Afrikanischen Platte aufsitzende Eratosthenes Seamount sich von Süden her unter die Insel schiebt. Die Insel selbst ist durch den Zusammenschluss von drei unabhängigen tektonischen Einheiten entstanden, eine davon ist das Troodos-Massiv als eigene tektonische Einheit.

Die ozeanische Kruste in diesem Bereich entstand in der Kreidezeit vor rd. 90 Ma (MORAG 2016) mit dem Beginn der Norddrift der Afrikanischen Platte als Folge des Zerfalls von Pangäa.

Für die Erzeugung des für die Exhumierung des Troodos-Massivs notwendigen serpentinierten Mantelmaterials wird ursächlich die Subduktionszone des Zypernbogens rd. 40 km südwestlich der Insel angesehen. Schätzungen zufolge liegt die Oberseite der subduzierten Platte zwischen 13 km und 40 km unterhalb dessen höchster Erhebung (EVANS 2021).

Im Inlet der Abb. 2 wird die heutige Aufschlussituation des Troodos dargestellt. Von der Ebene aus betrachtet umfasst ein Ring aus Pillow Laven das Massiv, weiter innen und damit höher gelegen finden sich Sheeted Dykes. Noch höhere Bereiche konzentrieren sich auf das zentrale Umfeld des Mt. Olympos, der von Gabbros und in der Nähe des Gipfels von Harzburgiten und Serpentiniten umschlossen wird. Bereiche aus Plagiograniten und weiteren Kumulaten wie Pyroxenite, Wehrlite und Dunite sind eingestreut. Die Reliefumkehr von klassischer ozeanischer Kruste ist lückenlos auszumachen (vergl. hierzu Tabelle 1).

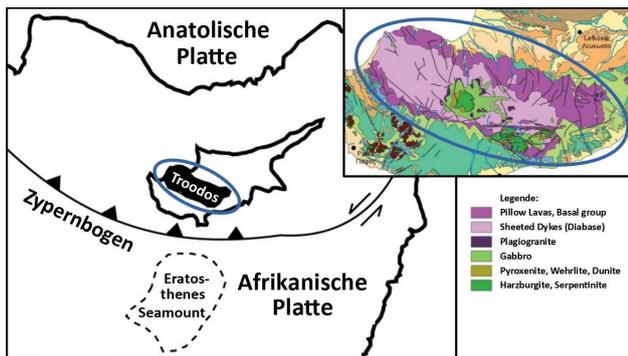


Abb. 2: Geologisches Umfeld der Insel Zypern (verändert nach MORAG (2016));

Inlet: Aufschlussituation im Troodos-Massiv (verändert nach GEOLOGICAL SURVEY DEPARTMENT (2008)).

3. Formale Grundlagen

Bei der Suche nach einer geeigneten, möglichst einfachen Theorie zur Beschreibung des Uplifts kam mir der Satz wieder ins Bewusstsein: „bei TURCOTTE

und SCHUBERT findest Du für jedes theoretische Problem in der Geologie eine Lösung“. Diese hatten für Diapirismus die sogenannte „2-dimensionale viskose Rayleigh-Taylor Instabilität“ (RTI) im Angebot. Hinter diesem etwas sperrigen Begriff steckt eine Theorie, die eine geschlossene Lösung für den zeitlichen Verlauf der Exhumierung eines Diapirs und seiner lateralen Ausdehnung liefert, deshalb „2-dimensional“, und ganz wichtig: es wird lediglich eine überschaubare Anzahl von Parametern benötigt.

Im vorliegenden Kapitel erfolgt ein knapper Abriss über den zur Anwendung gekommenen Formalismus, wobei im Zentrum die Theorie besagter „2-dimensionalen Viskosen Rayleigh-Taylor Instabilität“ (RTI) steht. An dieser Stelle folge ich strikt der Darstellung von D. TURCOTTE und G. SCHUBERT (TURCOTTE 2014). Die Anwendung auf das vorliegende Problem erfordert jedoch wesentliche Erweiterungen, die im übernächsten Unterkapitel näher beschrieben und begründet werden. Für ein angenehmeres Lesen sind die verwendeten Formelzeichen und deren Bedeutung zum schnellen Nachschlagen im Anhang zusammengefasst.

3.1 Formalismus der 2-dimensionalen Viskose Rayleigh-Taylor Instabilität

Im Folgenden werden der RTI-Formalismus und die Adaption an die Verhältnisse im Troodos erläutert. Der Formalismus stammt aus der Fluidmechanik und beschreibt die zeitliche Entwicklung einer Gravitationsinstabilität eines lateral und vertikal begrenz-

		Dichte [g/cm ³]	Tiefe ^{a)} [m]
Geringmächtige Chemical Sediments	Layer 1	-	-
Upper Pillow Lava	Layer 2a	2,2...2,3 ^{a)}	
Lower Pillow Lava	VOLCANIC ROCKS	2,6...2,8 ^{a)}	300
Basal Group			
Diabase	Layer 2b	2,9 ^{a)}	675
Gabbro und Plagiogranite	Layer 3	2,9...2,95 ^{a)}	
Wehrlite / Pyroxenite	CUMULATE ROCKS	3,1 (Pyroxenite) ^{a)}	
Dunite / Chromite		3,0...3,7 (Dunite) ^{b)}	
	petrologische MOHO		≈ 4.000
Harzburgite und Serpentinite (mit Asbestos)	Layer 4	2,7 ^{c)} (zu 50% serpentinisierter Harzburgit)	?
	MANTLE SEQUENCE		

Tabelle 1: Profil der ozeanischen Kruste unter dem Troodos nach TROODOS DEVELOPMENT COMPANY/TROODOS GEOPARK (2013), zugehörige Dichten und Tiefenangaben (nicht maßstäblich dargestellt); ^{a)}: Gibson et al (1989), ^{b)}: TURCOTTE (2014), ^{c)}: EVAN (2021); geringmächtige „Chemical Sediments“ von Layer 1 wurden vernachlässigt; die dunkelgrau hinterlegten Bereiche (Layer 1-3) werden im Weiteren der Kruste („ ρ_1 -Material“), der hellgraue Bereich (Layer 4) wird dem teilserpentinisierten Oberen Mantel („ ρ_2 -Material“) zugeschlagen.

ten, geschichteten und geschlossenen Systems, Materialzufuhr oder -abfuhr sind nicht vorgesehen. Ausgangspunkt ist ein labiler Gleichgewichtszustand bei dem die zu unterst liegende Schicht eine geringere Dichte ρ_2 gegenüber der aufliegenden Schicht mit der Dichte ρ_1 aufweist (Abb. 3a). Auf den Troodos übertragen bedeutet dies, dass im ungestörten Ausgangszustand dichtere ozeanische Kruste über serpentinisiertem Mantelmaterial mit geringerer Dichte lag (s. Tabelle 1). In der einfachsten Form wird für beide Schichten eine identische dynamische Viskosität μ angenommen.

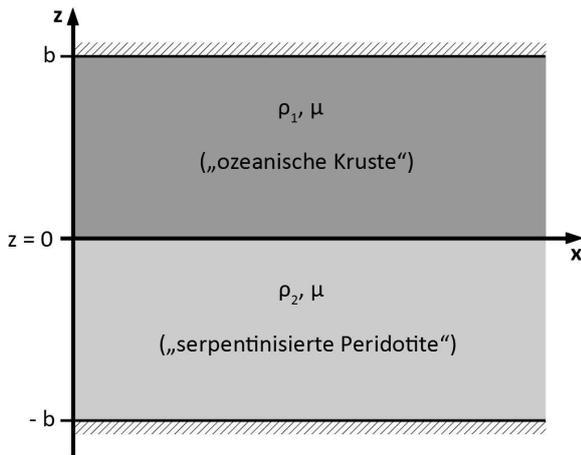


Abb. 3a: Startpunkt für den RTI-Formalismus: ein labiler Systemzustand entsteht durch einen ungestörten, positiven Dichtekontrast ($\rho_1 - \rho_2$), wobei ρ_1 hier die Dichte der ozeanischen Kruste und ρ_2 die des darunterliegenden serpentinisierten Peridotits bedeuten; für beide Schichten wird eine identische dynamische Viskosität μ unterstellt; das System sei bei $z = \pm b$ abgeschlossen; Ausgleichsvorgänge haben noch nicht stattgefunden.

Durch einen äußeren, ausreichend energiereichen Anstoß angeregt kippt das System aus seiner labilen Situation und bewegt sich unaufhaltsam in Richtung eines stabilen Zustands, der diapirische Aufstieg des Liegenden beginnt. Die räumliche und zeitliche Entwicklung des Diapirs aus leichterem ρ_2 -Material wird mit Hilfe der Grenzschicht $z(x,t)$ beschrieben, wobei x die laterale Ausdehnung des Diapirs und t die Zeit bedeuten. Die zeitliche Entwicklung seiner Gipfelhöhe $h(t)$ ergibt sich gemäß Abb. 3b bei $x = 0$ zu $h(t) = z(0,t)$. In einer Ausgleichsbewegung wird schwereres ρ_1 -Material an den Rändern in $-z$ -Richtung gravitativ nachgeführt. Definitionsgemäß sei das System bei $z = \pm b$ abgeschlossen, für $h(t) > b$ bricht daher der RTI-Formalismus wegen des dann fehlenden, notwendigen Massenausgleichs zusammen. Material kann über die Schichtdicke $\pm b$ hinaus weder ein- noch ausgebracht werden, ein weiterer Aufstieg ist nicht mehr definiert.

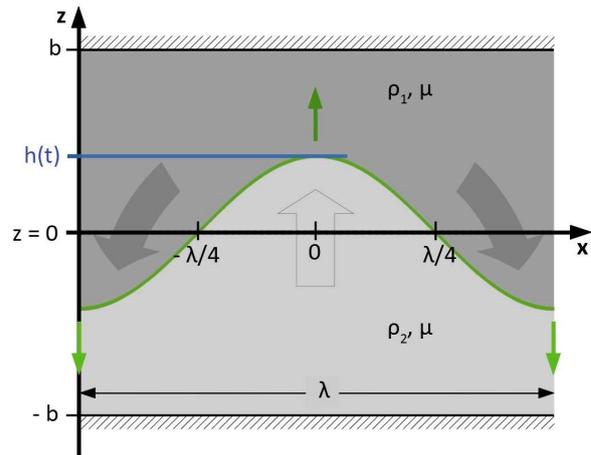


Abb. 3b: nach einer Initialisierung bewegt sich das System unaufhaltsam in Richtung eines stabilen Zustands, $z(x,t)$ beschreibt die Verzerrung der Grenzschicht; Aufstieg des Diapirs aus ρ_2 -Material in $+z$ -Richtung mit der Gipfelhöhe $h(t) = z(0,t)$ (Pfeil bei $x = 0$), dichteres ρ_1 -Material bewegt sich an den Rändern gravitativ in Richtung $z = -b$ (Pfeile bei $x \approx \pm \lambda/2$); bei $h(t) = b$ bricht der RTI-Formalismus wegen des nicht mehr sichergestellten Massenausgleichs zusammen.

Die Entwicklung der Grenzschicht $z(x,t)$ wird separiert als Produkt aus einer räumlichen Komponente mit Hilfe einer Winkelfunktion und einer Exponentialfunktion zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung gemäß Gl. 1 angesetzt (TURCOTTE 2014), mit den Bedeutungen w_0 als Amplitude während der initialen maximalen Auslenkung bei $t = 0$, λ als Wellenlänge der lateralen Grenzflächenverzerrung und τ als die den zeitlichen Aufstieg bestimmende Zeitkonstante:

$$z(x,t) = w_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \quad (\text{Gl. 1})$$

Die Zeitkonstante τ errechnet sich nach Turcotte und Schubert (TURCOTTE 2014) zu

$$\tau = \frac{4\mu}{(\rho_1 - \rho_2) g b} C\left(\frac{2\pi b}{\lambda}\right) \quad (\text{Gl. 2})$$

$C(2\pi b/\lambda)$ steht für einen länglichen Ausdruck, der ausschließlich vom Wellenvektor $2\pi b/\lambda$ abhängt, wobei b die Krustendicke und g die Erdbeschleunigung ($9,81 \text{ m/s}^2$) bedeuten. Für einen positiven Dichtekontrast ($\rho_1 - \rho_2$) wird die Zeitkonstante τ ebenfalls positiv, das System ist instabil. Damit sind alle 5 notwendigen Parameter für die Bestimmung der Zeitkonstanten benannt.

Mit Hilfe von Gl. 2 lässt sich einerseits bei bekanntem Wellenvektor überprüfen, ob die Anwendung

des RTI- Formalismus überhaupt auf das vorliegende Problem sinnvoll ist und andererseits den Wert der Konstanten $C(2\pi b/\lambda)$ bestimmen. Durch einfache Umformung erhält man einen Zusammenhang zwischen einer dimensionslosen Zeitkonstanten und dem den räumlichen Arbeitspunkt repräsentierenden dimensionslosen Wellenvektor $2\pi b/\lambda$. Nach Turcotte und Schubert (TURCOTTE 2014) besitzt die dimensionslose Zeitkonstante ein Minimum bei einem Wellenvektor $2\pi b/\lambda = 2,45$ und beherrscht somit als kleinst mögliche Zeitkonstante die Dynamik des Uplifts.

(Gl. 3):

$$\tau_{\text{dimensionslos}} = \tau \frac{(\rho_1 - \rho_2) g b}{4 \mu} = C \left(\frac{2 \pi b}{\lambda} \right)$$

Die Wellenlänge λ wird anhand der Topografie des Troodos ermittelt. Dazu werden die höchsten Erhebungen gesucht und deren Abstände zueinander bestimmt, der gemittelte Wert gibt dann einen Anhaltspunkt für den Wert von λ . Wohl wissend, dass das rezente Höhenmaximum z.B. wegen starker Erosionseffekte oder gestörtem Aufstieg durch Inhomogenitäten im Untergrund nicht zwangsläufig exakt das Maximum eines Diapirs widerspiegelt. Anhand einer topografischen Karte des Troodos können 5 deutliche Peaks von NO nach SW mit folgenden Höhen ausgemacht werden: 1.386 m – 1.952 m – 1.572 m – 1.520 m – 1.377 m jeweils über Sea Level, ansteigend bis zum Mt. Olympos (1.952 m) und danach wieder abfallend in Richtung Westen. Die Entfernungen zwischen den jeweiligen Nachbarpeaks führen auf eine Wellenlänge von $\lambda_0 \pm 1\sigma = 12,7 \pm 3,2$ km.

Die Krustendicke b wird vom zypriotischen GEOLOGICAL SURVEY DEPARTMENT (TROODOS DEVELOPMENT COMPANY/TROODOS GEOPARK 2013) mit rd. 6 km angegeben, hingegen wird sich bei EVANS (EVANS 2021) auf eine rezente Krustendicke von 4 km unterhalb des Mt. Olympos bezogen. Für beide Krustendicken sind in Abb. 4 die dazugehörigen Wellenvektoren $2\pi b/\lambda$ für $\lambda_0 \pm 1\sigma$ zusammen mit dem theoretischen Minimalwert in den Verlauf der dimensionslosen Zeitkonstanten gegenüber dem Wellenvektor gemäß Gl. 3 eingetragen.

Der theoretische Wert im Minimum der dimensionslosen Zeitkonstanten von 2,45 wird durch beide Schichtdicken abgedeckt, so dass im Folgenden mit diesem weiter gerechnet wird. Mit $C(2\pi b/\lambda=2,45) = 3,26$ reduziert sich Gl.2 dann auf (TURCOTTE 2014):

$$\tau = \frac{13,04 \mu}{(\rho_1 - \rho_2) g b} \quad (\text{Gl. 4})$$

Das Ergebnis des „passenden“ Wellenvektors ist zwar kein Beweis, dass der RTI-Formalismus auf den Troodos anwendbar ist, andersherum wäre ein deutlich abweichendes Ergebnis aber ein sicheres Ko-Argument.

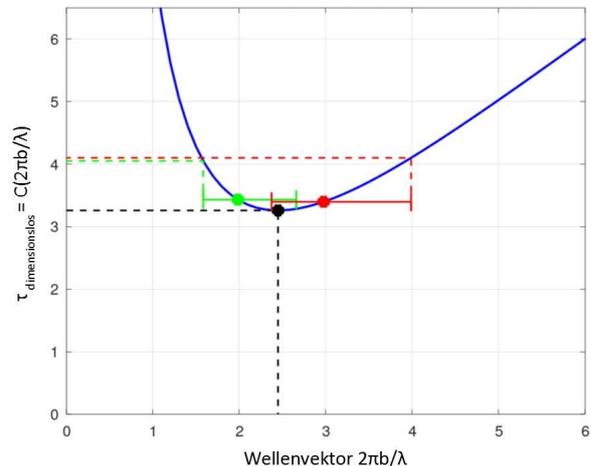


Abb. 4: dimensionslose Zeitkonstante als Funktion des Wellenvektors (blau); schwarz: theoretischer Wert der dominierenden Zeitkonstanten für den Aufstieg des Diapirs; Adaption auf die Verhältnisse im Troodos: für die Krustendicken $b = 4$ km (grün) und $b = 6$ km (rot) sind die Wellenvektoren für die aus der Topographie des Troodos bestimmte Wellenlänge $\lambda_0 \pm 1\sigma$ markiert.

3.2 Uplift-Dynamik über den Meeresboden hinaus

Wie im letzten Kapitel erläutert, kann der Uplift bis zum Erreichen des Ozeanbodens durch den beschriebenen RTI-Formalismus beschrieben werden, darüber hinaus ist einerseits ein weiterer Aufstieg nicht definiert und andererseits ein dazu notwendiger Massenzufluss bzw. -abfluss nicht implementiert (geschlossenes System!). Die notwendige Modifikation führt über die Betrachtung der zeitlichen Änderung der Flächendifferenz aus ρ_1 -Material (dunkelgrau) und ρ_2 -Material (hellgrau). Die Flächendifferenz im Modell repräsentiert die entsprechende Massendifferenz in der Realität, sie treibt den Uplift. Mit Hilfe dieser Interpretation wird der weitere Uplift modelliert. Die Beschreibung der Dynamik wird über die Upliftgeschwindigkeit $v(x,t)$ mit dem sofort einsichtigen Abbruchkriterium $v(0,t) = 0$ für das Ende des diapirischen Aufstiegs geführt.

Abbildung 5 skizziert die Verhältnisse. Im Gültigkeitsbereich des RTI-Formalismus $-b \leq z(x,t) \leq +b$ trägt wegen der Massenerhaltung die Summe aller

Flächen zu jedem Zeitpunkt $2b\lambda$, zu gleichen Anteilen aus ρ_1 - und ρ_2 -Material. In $+z$ -Richtung findet ein Uplift von ρ_2 -Material, in der unteren Hälfte in $-z$ -Richtung ein Downsink von ρ_1 -Material statt, die Vorgänge in der oberen Hälfte des RTI-Bereichs spiegeln sich antisymmetrisch in der „Unteren Hälfte“ wieder. Diese Symmetrie wird nun durch den Nachschub von serpentinisiertem ρ_2 -Material von der nahegelegenen Subduktionszone aus $-z$ -Richtung gebrochen. In der Skizze der Abb. 5 vergrößert sich damit die Fläche von ρ_2 -Material (hellgrau+rot), die von ρ_1 -Material (dunkelgrau, Kruste) hingegen bleibt im System zeitlich konstant erhalten.

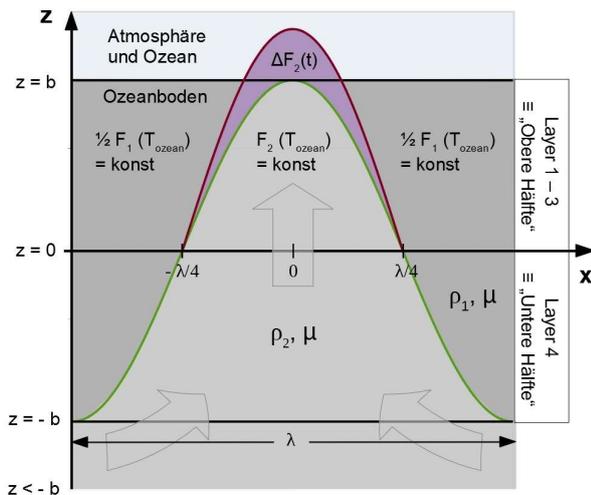


Abb. 5: Uplift über den Ozeanboden hinaus; hellgrau: serpentiniertes ρ_2 -Mantelmaterial, rot: von außerhalb des Systems nachgeführtes, serpentiniertes ρ_2 -Mantelmaterial, dunkelgrau: ρ_1 -Krustenmaterial; für die „Untere Hälfte“ ($0 \geq z \geq -b$) werden die Verhältnisse nach Erreichen des Ozeanbodens eingefroren, im Bereich $z > 0$ besteht ein kontinuierlicher Volumenzuwachs an ρ_2 -Material, geliefert aus tiefer gelegenen, serpentinierten Mantelbereichen und durch die „Untere Hälfte“ in die „Obere Hälfte“ transportiert.

Der Modellansatz bzgl. der Verhältnisse an ρ_1 - und ρ_2 -Material sieht für die „Untere Hälfte“ ($0 \geq z \geq -b$) entsprechend Abb. 5 konstante Verhältnisse nach Erreichen des Ozeanbodens vor, sie bleiben bei der weiteren Betrachtung eingefroren. Für $z > 0$ hingegen besteht ein kontinuierlicher Zuwachs an ρ_2 -Material, geliefert aus tieferen, serpentinierten Mantelbereichen, durch die „Untere Hälfte“ in die „Obere Hälfte“ transportiert. Das wachsende Volumen von ρ_2 -Material dort kann ausschließlich im Bereich $z > 0$ („Obere Hälfte“) entweichen.

Die Upliftgeschwindigkeit erreicht am Ozeanboden bei $t = T_{Ozean}$ ihr Maximum. Beim weiteren Aufstieg verschiebt sich die Massenbilanz zu Gunsten von ρ_2 -

Material (hellgrau+rot). Als Folge der Symmetriebrechung verliert der Uplift kontinuierlich an Geschwindigkeit, bei $t = T_{Ende}$ kommt es zum Stillstand. In die Sprache der Flächen übersetzt wird die weitere Dynamik durch die Differenz aus Maximalgeschwindigkeit am Ozeanboden $F_2(T_{Ozean}) - F_1(T_{Ozean})$ durch den Zuwachs an ρ_2 -Material $\Delta F_2(t)$ gebremst. Formal bedeutet das für die wirksame Flächendifferenz $F_D(t)$:

$$F_D(t) = F_2(T_{Ozean}) - F_1(T_{Ozean}) - \Delta F_2(t) \quad (Gl. 5)$$

D.h.: seit Beginn des Uplifts nehmen in der „Obere Hälfte“ des Systems die Flächenanteile des ρ_2 -Materials und damit auch die Upliftgeschwindigkeit kontinuierlich bis zum Ozeanboden zu, darüber hinaus wird durch die Differenzbildung mit dem „überschüssigen“ ρ_2 -Materials ($\Delta F_2(t)$ in Gl. 5) beim weiteren Aufstieg der Anteil des effektiv wirkenden ρ_2 -Materials wieder reduziert, die Flächenverhältnisse entwickeln sich wieder rückwärts, so dass insgesamt der Definitionsbereich des RTI-Formalismus aus dem letzten Kapitel formal nicht verlassen wird.

Für die Upliftgeschwindigkeit lässt sich der folgende Zusammenhang ermitteln:

(Gl. 6):

$$v(x, t > T_{Ozean}) = \frac{b}{2\tau} (3 - e^{-\frac{t-T_{Ozean}}{\tau}}) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right)$$

Durch Integration wird ein geschlossener Ausdruck für die Hebung $z(x,t)$ bestimmt:

(Gl. 7):

$$z(x, t > T_{Ozean}) = \left\{ b + \frac{b}{2\tau} [3(t - T_{Ozean}) - \tau(e^{-\frac{t-T_{Ozean}}{\tau}} - 1)] \right\} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right)$$

Die grundsätzliche Validierung des Flächenverfahrens erfolgte in den Grenzen des klassischen RTI-Modells aus dem vorhergehenden Unterkapitel. Das Modell berücksichtigt nicht das weitere Schicksal der Kruste aus ρ_1 -Material (dunkelgrau). Diese gerät beim weiteren Uplift unter Druck und muss entsprechende Ausweichmöglichkeiten wahrnehmen. Ein Teil könnte einerseits in Richtung des Ozeanbodens ausweichen ($+z$ -Richtung), was zur Anhebung des Bodens führen würde. Ein großer Teil allerdings wird wegen des durch den Aufstieg von serpentinisiertem Material notwendigen Massenausgleichs in Richtung Mantel gedrängt werden ($-z$ -

Richtung). Eine dritte Bewegungsmöglichkeit eröffnet sich parallel zur x-Achse, hier fände eine Einschnürung des Diapirs statt.

3.3 Konsequenzen

Drei wichtige Resultate folgen aus dem vorgestellten Gesamtmodell:

1. der Ansatz aus Gl. 1 enthält den bisher noch nicht diskutierten Faktor w_0 . Beim externen Anstoß des diapirischen Aufstiegs bei $t=0$ startet das labile System (s. Abb 1a) sprunghaft mit dem Hub $z(0,0) = w_0$ in den nicht mehr aufhaltbaren, dynamischen Uplift-Prozess (s. Abb 1b). Die Größe der initialen Auslenkung w_0 hängt direkt proportional mit der Krustendicke b zusammen, fällt allerdings exponentiell mit der benötigten Aufstiegszeit bis zur Krustenoberkante ab,

$$w_0 = b \cdot e^{-\frac{T_{Ozean}}{\tau}} \quad (\text{Gl. 8})$$

Für den zeitlichen Beginn des Uplifts muss daher nach einem externen Ereignis gefahndet werden, welches genügend Energie eingebracht hat, um das Kippen aus dem labilen Zustand bzw. den Anstoß zum Uplift auslösen konnte;

2. das Ende der gesamten Hebung sei nach $t=T_{\text{Ende}}$ mit $u(T_{\text{Ende}}) = 0$ erreicht:

$$T_{\text{Ende}} = T_{\text{Ozean}} + \tau \ln 3 = T_{\text{Ozean}} + \frac{14,3 \mu}{(\rho_1 - \rho_2) g b} \quad (\text{Gl. 9})$$

was bedeutet: je höher der Dichtekontrast und die Krustendicke um so kürzer dauert der Uplift oberhalb des Ozeanbodens, die Viskosität bewirkt den gegenläufigen Effekt;

3. mit Hilfe des zeitlichen Endpunkts der Hebung wird gleichzeitig auch eine maximal mögliche Höhe H des diapirischen Uplifts festgelegt; wobei der Stillstand im vorliegenden Modell ausschließlich oberhalb des Ozeanbodens eintreten kann, da bis dahin durch das klassische RTI-Modell eine kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit vorausgesagt wird,

$$h(T_{\text{Ende}}) = H = 1,6479 b \quad (\text{Gl. 10})$$

die Höhe des Diapirs kann demnach im erweiterten RTI-Modell nur noch um einen Betrag von rd. 65 % der Krustendicke oberhalb des Ozeanbodens aufsteigen, danach ist der Uplift beendet; für z.B. eine

Krustendicke von 4 km kann daher nur noch ein weiterer summarischer Hub von rd. 2,6 km in Wasser und Luft erfolgen.

3.4 Berücksichtigung weiterer Hebungsmechanismen

Die Serpentinisierung von Mantelmaterial hat neben der Verringerung der Dichte eine signifikante Volumenerhöhung von bis zu 40 % zur Folge. Für das Material des Mt. Olympos wurde von EVANS et al (2021) ein Serpentinisierungsgrad von 50 % festgestellt, was eine Volumenerhöhung von 20 % nach sich zieht. Übertragen auf einen Würfel bedeutet dies bei einer unterstellten gleichmäßigen Ausdehnung eine Verlängerung aller 3 Würfelachsen um jeweils rd. 6,3 %, das Gros des Effektes wird aber sicherlich aus anschaulichen Gründen in einer massiven Anhebung des Ozeanbodens münden. Die Volumenerhöhung wird nicht erst im Diapir in der Kruste selbst stattfinden, sondern wesentlich früher und vor allem großflächiger oberhalb der untergetauchten Platte stattfinden. Als Auswirkung wird deshalb eine großflächige Anhebung des Meeresboden an der vorhandenen Schwächezonen zu erwarten sein.

Ein Hub der Insel gegenüber der umgebenden Tiefsee darf aber nicht allein auf eine Volumenerhöhung von Mantelmaterial durch Serpentinisierung zurückgeführt werden. Isostatische Ausgleichsvorgänge z. B. durch Erosion oder Seitwärtsbewegung von serpentinisiertem Material müssen ebenfalls Berücksichtigung finden. Außerdem schiebt sich zentriert der auf der untertauchenden Platte vor Zypern befindliche Eratosthenes Seamount inklusive eines Plateaus unter die Insel, auch hierdurch tritt aller Voraussicht nach eine entsprechende Hebung der Insel auf. Zusätzlich werden aufgrund der andauernden Norddrift der afrikanischen Platte durch die Kollision mit der Anatolischen Platte weitere Hebungen im direkten Umfeld Zyperns auftreten.

Eine Differenzierung nach den jeweiligen zeitlichen Beiträgen all dieser Hebungen ist derzeit nicht bekannt. Ein Blick auf heutige Seekarten gibt ein Gefühl für die Größenordnung des Gesamteffekts. In der näheren Umgebung vor Zypern wird eine Wassertiefe von rd. 2.300 m angezeigt. Im Bereich der Subduktionszone südlich vor Zypern drängen sich die Tiefenlinien eng zusammen und innerhalb kürzester Distanz fällt die Wassertiefe auf 500 bis 1.000 m ab. Der „Summenhub“ bis heute kann demnach zu 1.300 bis 1.800 m grob abgeschätzt werden, wo-

bei Schüttungen von Erosionsmaterial unbekannter Höhe eine genauere Bestimmung erschweren.

4. Simulation

4.1 Parameter

Die diapirische Dynamik setzt auf einem sich dynamisch hebenden bzw. senkenden Meeresboden auf, als Referenzgröße für die weitere Analyse wird daher ausschließlich die Unterkante der ozeanischen Kruste ($z = 0$) als vertikale Bezugsgröße genutzt. Der Diapir ist somit fest an die Kruste gekoppelt und hebt bzw. senkt sich synchron mit ihr entsprechend den weiter oben beschriebenen Mechanismen.

In den vorherigen Kapiteln wurden die für die Simulation relevanten formalen Grundlagen dargestellt, in den Tabellen 2 und 3 finden sich die notwendigen

- Startwerte zusammen mit einer Bewertung einer sinnvollen Veränderbarkeit während der Simulation;
- Stützwerte für Zeiten und Tiefen aus der Literatur, an die der Zeitverlauf des Diapirs angepasst wird.

Das Ergebnis der Simulation mündet in einen „Good Fit“. Alle Werte beziehen sich auf den Mt. Olympos, für ihn liegen die genauesten Daten vor.

zone durch die nahe Subduktionszone unter dem Troodos begünstigt wurde;

²⁾: s. Kapitel 3.1, Abb. 4;

³⁾: die Abschätzung der Dichte ρ_1 für die Layers 1-3 erfolgte unter Berücksichtigung der realen Schichtdicken gemäß Tabelle 1;

⁴⁾: die Dichte des serpentinierten Mantelgesteins wurde von EVANS et al (2021) für den Mt. Olympos (Laborwerte) übernommen;

⁵⁾: die dynamische Viskosität kann im hiesigen Kontext nur als mittlere Viskosität zwischen allen beteiligten Komponenten aufgefasst werden und ist extrem unsicher, daher erfolgte die Wahl eines Standardwertes;

Bemerkungen und Quellen für die Stützwerte und charakteristischen Zeiten:

^{a)} EVANS (2021);

^{b)} KINNAIRD (2011), zeitlicher Einsatz mariner Sedimente im Troodos Umfeld;

^{c)} KINNAIRD (2011), zeitlicher Einsatz nicht mariner Sedimente im Troodos Umfeld bis heute

^{d)} nördlich der Subduktionszone macht die Wassertiefe auf kürzester Distanz einen Sprung von > 2.000 m auf < 1.000 m, der dadurch entstehende Sockel

Physikalische Größe			Parameterwerte		
			Startwerte	Bewertung Startwert	„Good Fit“
Auflasthöhe (Krustendicke) ¹⁾	b	km	4	≈	4,170
Räumliche RTI-Konstante ²⁾	$C(2\pi b/\lambda)$	-	3,2599	=	✓
Dichte Layers 1-3 ³⁾	ρ_1	g/cm ³	2,95	≈	✓
Dichte Layer 4 ⁴⁾	ρ_2	g/cm ³	2,7	=	✓
=> Dichtekontrast	$D=(\rho_1-\rho_2)$	g/cm ³	0,25	≈	✓
Dynamische Viskosität ⁵⁾	μ	kg/(m·s)	$1 \cdot 10^{20}$	< >	0,619 · 10 ²⁰

Tabelle 2: Startwerte für die Simulation mit Bewertung sinnvoller Variationsbreiten und Ergebnisse des „Good Fit“;

Bewertung Startwerte: „=“: keine Veränderung, „≈“: geringe Variationsbreite; „<>“: größere Veränderung möglich wenn notwendig; grüner Haken: Parameterwert bei Good Fit unverändert.

Bemerkungen zur Wahl der Parameterwerte:

¹⁾: für die Auflasthöhe wurde der niedrigere Wert $b = 4$ km aus der Veröffentlichung eines Bohrloch-Projekts auf Zypern (GIBSON et al 1989) im Gegensatz zum höheren (klassischen) Wert des Geologischen Dienstes von Zypern gewählt, da der Aufstieg des Troodos gerade durch die Bildung einer Schwäche-

wird als Hebung der südlichen Insel aufgrund des „Summen-Hubs“ interpretiert, damit wird rezent die Höhe die vom Diapir zu überwindenden Wassertiefe von rd. 750 ± 250 m abgeschätzt; zusammen mit der heutigen Höhe des Mt. Olympos ü.M. von 1,952 km ergibt sich rezent eine zu überwindende Höhe in Wasser und Luft von $2,702 \pm 0,25$ km;

	Zeitmarken vor heute		Hebung und Geschwindigkeit Diapirspitze		
	[Ma]		h(t) [km]		u(t) [mm/a]
	Startwert	„Good Fit“	Startwert	„Good Fit“	„Good Fit“
Beginn Uplift T_{Start}	5,5 ^{a)}	5,5	w_0	1,42	0,569
Durchstich Ozeanboden T_{Ozean}	2,81 ± 0,23 ^{b)}	2,81	4 (≡ b)	4,17	1,668
Durchstich Wasseroberfläche T_{Luft}	1,77 ^{c)}	1,77	?	5,69	1,238
Ende Uplift T_{Ende}	?	0,06	?	6,87	0
Heutige Verhältnisse T_{Heute}	0	0	6,70 ± 0,25 ^{d)}	6,87 ^{e)}	0

Tabelle 3: Stützwerte für die Iteration (rot) und aus der Simulation abgeleitete, markante Zeit- und Höhenwerte („Good Fit“, schwarz); die angegebenen Werte gelten für die Mittelwertkurve „Good Fit“, die Toleranzen in blau bedeuten die Stützwerte für die Extremkurven in Abb. 6a; alle Höhenangaben beziehen sich auf die Unterseite der Kruste; die mit „?“ versehenen Felder ergeben sich erst als Ergebnis der Simulation.

e) Hinweis zu unterschiedlichen Höhen in Zeile „Heutige Verhältnisse“: Referenzlinie ist die Krustenunterkante ($z=0$), nach Iteration schiebt die gesamte Diapirhöhe wegen einer angepassten, höheren Krustendicke b zu einem höheren Werte hin.

4.2 Ergebnisse

Die Simulation für die zeitliche Entwicklung der Diapirspitze $h(t)$ wurde mit Hilfe der 3 Höhen-/Zeitmarken „Beginn Uplift T_{Start} “, „Durchstich Ozeanboden T_{Ozean} “ und „Heutige Verhältnisse T_{Heute} “ durchgeführt (Tabelle 3). Die Anpassung erfolgte durch Minimierung der Summe aus den Fehlerquadraten der jeweiligen Differenz aus Schätzwert und Stützwert. Die Iteration endete nach Bestimmung der 3. Stelle der Parameterwerte.

Bei der Auswahl der zu variierenden Parameter wurde nach Unsicherheit in den Literaturangaben vorgegangen (s. Tabelle 2 „Bewertung Startwert“). Hier stand die dynamische Viskosität μ wegen der groben Abschätzung des Startwerts zentral im Vordergrund, aufgrund der Literaturangabe „ $b \approx 4 \text{ km}$ “ wurde die Auflasthöhe b nur leicht nachgeführt. Alle anderen Parameter blieben unverändert.

Die Ergebnisse der Simulation sind in den Tabellen 2 und 3 unter „Good Fit“ mit eingearbeitet und in den Abbildungen 6a-c grafisch umgesetzt. In Abbildung 6a finden sich neben der Mittelwertkurve für den Hub der Diapirspitze $h(t)$ (schwarz durchgezogen) die Darstellungen der Extremwertkurven (schwarz gestrichelt). Die Stützwerte dafür werden aus den jeweiligen Toleranzen in Tabelle 3 (blau) gebildet, oberhalb der Mittelwertkurve die Kombination schnellster Aufstieg des Diapirs in der Kruste (bis 3,04 Ma vor heute/höchster rezenter Wasserspiegel 1 km) bzw. unterhalb längste Aufstiegszeit (bis 2,58

Ma vor heute/niedrigster rezenter Wasserspiegel 0,5 km).

Während der Simulation dominiert der Parameter Krustendicke „ b “ bezüglich der Annäherung an die rezente Gesamthöhe des Diapirs, bei der Anpassung an die Zeit zum Erreichen des Ozeanbodens „ T_{Ozean} “ hingegen die dynamische Viskosität μ . Damit erklärt sich das scheinbare Paradoxon, dass bei geforderter, schnellerer Überwindung der Kruste bei der Simulation die notwendige Krustendicke erhöht werden musste (obere gepunktete schwarze Linie). Gleichzeitig wurde wegen des zweiten Extremwerts „rezenter Wasserspiegel“ eine Erhöhung der Krustendicke „ b “ erforderlich. Durch eine starke Veränderung der Viskosität μ erfolgte eine Überkompensation des Effekts. Für die untenliegende Extremwertkurve gilt entsprechendes im umgekehrten Sinn, mit der Konsequenz, dass das Ende des diapirischen Aufstiegs aus der Vergangenheit von vor rd. 0,47 Ma dann für rd. 0,393 Ma in die Zukunft verlegt werden musste. Für die Mittelwertkurve war der Uplift vor gut 60.000 a beendet.

Die Abbildungen 6b und c zeigen die Geschwindigkeit der Diapirspitze und die zeitliche Entwicklung des Diapirs zusätzlich in lateraler Ausdehnung für die Parameterwerte der Mittelwertkurve.

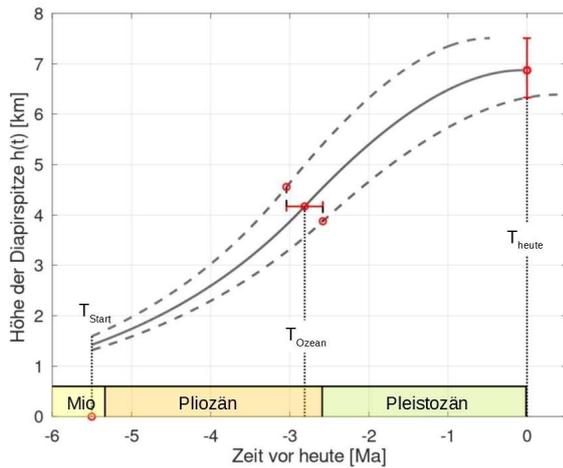


Abb. 6a: Simulationsergebnisse für den Aufstieg der Diapirspitze $h(t)$, beginnend mit der initialen Hebung w_0 bei T_{Start} bis zum Stillstand des Uplifts bei $u(t) = 0$; rote Balken: Toleranzen der Stützwerte; rote Kreise: Stützwerte für die jeweilige Simulation, Bemerkung: der Stützwert T_{Start} bezieht sich allein auf die Zeit, der Hub w_0 ergibt sich aus Gl. 8; durchgezogene, schwarze Linie: Simulationsergebnis bei Anpassung an die Mittelwerte der Stützwerte; gestrichelte, schwarze Linien: Simulationsergebnis bei Anpassung an die Extremwerte der Toleranzen.

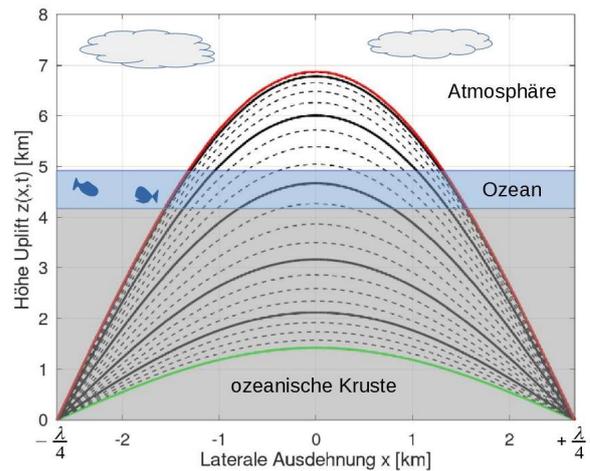


Abb. 6c: Simulation mit den Parameterwerten der Mittelwertkurve für die geometrische und zeitliche Entwicklung des Diapirs im Bereich $\pm\lambda/4$ von der Initialisierung bis zum Stillstand; grüne Kurve: initiale Hebung bei $t = 0$; rote Kurve: Endzustand der Hebung bei Stillstand; durchgezogene, schwarze Kurven zeigen den Zustand im Abstand von 1 Ma, bezogen auf die initiale Hebung bei $t = 0$; die gestrichelten Kurven haben einen zeitlichen Abstand von 0,25 Ma; das skizzierte Höhenverhältnis von Ozean zu Atmosphäre repräsentiert den rezenten Zustand.

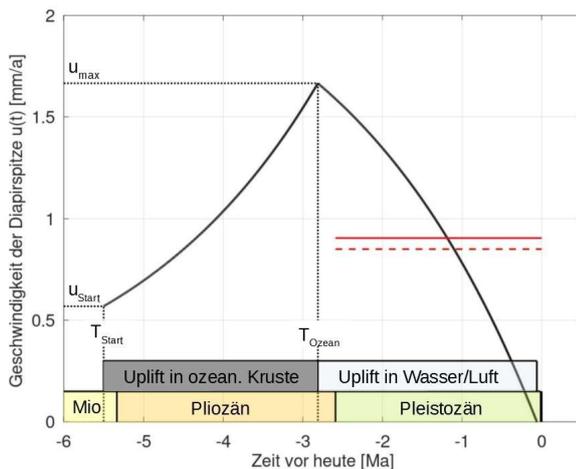


Abb. 6b: Geschwindigkeitsverlauf über den kompletten Uplift für die Parameterwerte der Mittelwertkurve; Vergleich der mittleren „post-pleistozänen“ Hebungsgeschwindigkeiten von MORAG (2016) (rot, gestrichelt) mit dem Wert dieser Arbeit (rot, durchgezogen).

5 Diskussion und Zusammenfassung

- Der vorgestellte Formalismus erlaubt eine genaue Anpassung an experimentell ermittelte Stützwerte aus der Literatur, trotz der Begrenztheit des Modells durch den fehlenden Einfluss von Erosion und der Annahme grenzenloser Verfügbarkeit von serpentiniertem Material an der Krustenunterseite;
- durch den Bezug des diapirischen Aufstiegs auf die Krustenunterkante konnten die Einflüsse weiterer, bisher nicht näher differenzierbarer Hebungsmechanismen wie Einflüsse durch die Kollision mit dem Eratosthenes Seamount, der Kontinent/Kontinent-Kollision mit der Anatolischen Platte oder der großflächigen Anhebung durch die Volumenausdehnung während der Serpentinisierung von Mantelgesteinen für die Rechnung ausgeblendet werden;
- die bei der Iteration notwendigen Variationen von μ und b gegenüber den Startwerten zeigten sich im erwartbaren und physikalisch sinnvollen Umfang: die dynamische Viskosität musste um mehr als 1/3 gegenüber dem Startwert in Richtung duktilerem Verhalten abgesenkt werden, die Krustendicke b lediglich geringfügig um 4,3 % erhöht werden, alle anderen Parameter blieben unangetastet;
- aus Sedimentuntersuchungen wurde eine intensive Hebung des Troodos-Massivs im späten Pliozän oder frühen Pleistozän gefolgert (MORAG 2016, KINNAIRD 2011), was qualitativ mit den großen Hebungsgeschwindigkeiten in diesem Zeitbereich gut übereinstimmt (Abb. 6b);
- die „post-pleistozäne“ Exhumierungsrate der Simulation von 0,9 mm/a kommt dem von

MORAG et al (2016) am ultramafischen Kern des Troodos mit Hilfe von Abkühlkurven geschätzten Werts von rd. 0,85 mm/a sehr nahe (Abb. 6b);

- der Startpunkt der Exhumierung am Ende des Miozäns am ausgehenden Messiniums bedarf einer näheren Betrachtung: die Simulation zeigt hier einen initialen Hub von rd. 1,5 km, der in kürzester Zeit abläuft; gesucht wird demnach ein geologisches Großereignis, welches solch eine Bewegung initiieren könnte; die genauen Vorgänge und Ursachen mit der(n) zeitlich zusammenfallenden messinischen Salinitätskrise(n) und der partiellen Austrocknung des heutigen Mittelmeeres scheinen auch heute noch nicht schlüssig geklärt zu sein, klar scheint aber, dass heftige mechanische Bewegungen innerhalb des Mantels und der Kruste im heutigen Mittelmeerraum stattgefunden haben, der konkrete Auslöser für die Initiierung des diapirischen Hubs bleibt daher im Dunkeln.

So könnte es gewesen sein.....

Anhang verwendete Formelzeichen

x	Ortsvariable
t	Zeit seit Start des Diapirs
z(x,t)	Höhe des Diapirs am Ort x zur Zeit t bzgl. der Krustenunterkante
h(t)	Höhe der Diapirspitze zur Zeit t, z(0,t)
H	Maximal erreichbare Diapirhöhe
v(x,t)	Geschwindigkeit des Diapirs am Ort x zur Zeit t
u(t)	Geschwindigkeit der Diapirspitze zur Zeit t, v(0,t)
b	Krustendicke
λ	Wellenlänge des Höhenzugs
μ	Dynamische Viskosität
ρ_1	Dichte der Kruste
ρ_2	Dichte des serpentinierten Mantelmaterials
D	Dichtekontrast ($\rho_1 - \rho_2$)
τ	Zeitkonstante des diapirischen Aufstiegs
Zeitmarken, positive Werte geben den zeitlichen Abstand vor heute an	
T_{Start}	Startzeitpunkt des diapirischen Aufstiegs, t = 0
T_{Ozean}	Diapirspitze hat den Meeresboden erreicht
T_{Luft}	Diapirspitze hat die Wasseroberfläche erreicht
T_{Heute}	Diapirspitze hat die heutige Höhe über Meeresspiegel erreicht
T_{Ende}	Aufstieg des Diapirs beendet, u(t) = 0

Literaturverzeichnis

- EVANS A. D., TEAGLE D. A. H., CRAW D., HENSTOCK T. J., FALCON-SUAREZ I. H. (2021): Uplift and Exposure of Serpentinized Massifs: Modeling Differential Serpentine Diapirism and Exhumation of the Troodos Mantle Sequence, Cyprus. *JGR Solid Earth*, 126 (6) <https://doi.org/10.1029/2020JB021079>
- GEOLOGICAL SURVEY DEPARTMENT (2008): Annual Report 2008, Ministry of Agriculture, Natural Resources and Environment, Republic of Cyprus, 46-47, www.moa.gov.cy/gsd
- GIBSON I. L. (ED.), MALPAS J. (ED.), ROBINSON P. T. (ED.), XENOPHONTOS C. (ED.) (1989): Cyprus crustal study project: initial report, hole CY-4; Geological Survey of Canada, Paper no. 88-9, 1989, 402 pages, S 381-393 <https://doi.org/10.4095/127321>
- KINNAIRD T. C., ROBERTSON A. H.F., MORRIS A. (2011): Timing of uplift of the Troodos Massif (Cyprus) constrained by sedimentary and magnetic polarity evidence, *Journal of the Geological Society* (2011), 168 (2), 457-470 <http://dx.doi.org/10.1144/0016-76492009-150>
- MORAG N., HAVIV I., KATZIR Y. (2016): From ocean depths to mountain tops: Uplift of the Troodos ophiolite (Cyprus) constrained by low-temperature thermochronology and geomorphic analysis. *Tectonics*, 35 (3), 622-637 <https://doi.org/10.1002/2015TC004069>
- RING U., PANTAZIDES H. (2019): The Uplift of the Troodos Massif, Cyprus. *Tectonics*, 38 (8), 3124-3139 <https://doi.org/10.1029/2019TC005514>
- SCHUILING R. D. (2011): Troodos: A Giant Serpentine Diapir. *International Journal of Geosciences*, 2011, 2, 98-101 <https://doi.org/10.4236/ijg.2011.22010>
- TROODOS DEVELOPMENT COMPANY/TROODOS GEOPARK (2013): Ecotourism Guide of Troodos Geopark, S. 65
- TURCOTTE, D., SCHUBERT, G. (2014): *Geodynamics*, 623 ff., Cambridge University Press
- VAN HINSBERGEN D. J. J., PETERS K., MAFFIONE M., SPAKMAN W., GUILMETTE C., THIEULOT C., PLÜMPER O., GÜRER D., BROUWER F. M., ALDANMAZ E., KAYMAKCI N. (2015): Dynamics of intraoceanic subduction initiation: 2. Suprasubduction zone ophiolite formation and metamorphic sole exhumation in context of absolute plate motion, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 16, 1771-1785, <https://doi.org/10.1002/2015GC005745>



HANS-ULRICH AUST

Autorenvita

DR. HANS-ULRICH AUST, Jahrgang 1952, Diplom in Elektrotechnik an der TU Darmstadt, Zweitstudium Physik und wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Christian-Albrechts Universität in Kiel mit anschließender Promotion auf dem Gebiet der Festkörperphysik; danach Mitarbeiter eines großen deutschen Automobilzulieferers, zuletzt als Laborleiter.

Über meine Frau kam ich zur Paläontologie, von da an war der Weg zur Geologie nicht mehr weit. An „normalen“ Wochenenden fanden zwecks Fossilien-suche häufig Steinbruchbesuche im norddeutschen Mesozoikum statt. Nachdem die Kinder flügge waren wurden die Urlaubsreisen konsequent nach geologischen Highlights in Schlagweite geplant. Mit Eintritt in die Rente erfuhr mein geologisches Know How einen deutlichen Schub durch Besuche von Vorlesungen und Übungen an den lokalen Universitäten in Hannover, Frankfurt und Hamburg. Mein besonderes Interesse gilt der Insel Zypern.

Kontakt

Dr. Hans-Ulrich Aust
Am Nottbohm 8
31141 Hildesheim
hans-ulrich.aust@gmx.de