

# Interpretation magnetotellurischer Messungen auf Island und 3D-Modellierungen des Island-Plumes

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Geowissenschaften/Geographie  
der Johann Wolfgang Goethe - Universität  
in Frankfurt am Main

von  
Anja Niederhöfer  
aus Schwerin

Frankfurt 2013  
(D30)

vom Fachbereich Geowissenschaften/Geographie der

Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Gutachter:

Datum der Disputation:

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Geologie Islands und geophysikalische Untersuchungen</b>	<b>7</b>
2.1	Die Geologie Islands . . . . .	7
2.2	Geophysikalische Untersuchungen auf Island - Stand der Forschung . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Grundlagen der Magnetotellurik</b>	<b>14</b>
3.1	Induktion . . . . .	14
3.1.1	Störsignal "Polarer Elektrojet" . . . . .	16
3.2	Der Impedanztensor . . . . .	17
3.2.1	Spezialfälle eindimensionaler und zweidimensionaler Untergrund . . . . .	18
3.2.2	Galvanische Verzerrung . . . . .	19
3.3	Bestimmung der Impedanztensoren aus den gemessenen Feldern . . . . .	20
3.4	Darstellungsmöglichkeiten des MT-Tensors . . . . .	23
3.4.1	Scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase . . . . .	23
3.4.2	Definition der Invarianten nach Weaver . . . . .	23
3.4.3	Der Phasentensor . . . . .	25
3.4.4	Vergleich zwischen Phasentensor und MT-Tensor-Invarianten . . . . .	30
3.5	Die vertikalen magnetischen Übertragungsfunktionen . . . . .	31
<b>4</b>	<b>3D-Modellierungen des Island-Plumes</b>	<b>33</b>
4.1	Vorbemerkungen zu 3D-Modellen . . . . .	33
4.2	3D-Voruntersuchungen . . . . .	34
4.3	Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP . . . . .	39
4.3.1	Geodynamische Modelle . . . . .	39
4.3.2	Gesteinsphysik: Elektrische Leitfähigkeit . . . . .	40
4.3.3	Magnetotellurische Modellierungen . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Interpretation magnetotellurischer Daten</b>	<b>70</b>
5.1	Datenbasis und Datenprozessing . . . . .	70
5.1.1	Deklination . . . . .	72
5.2	Scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase . . . . .	72
5.3	Magnetische Übertragungsfunktionen . . . . .	74
5.4	Invarianten und Dimensionalität . . . . .	76
5.5	Phasentensoren und Dimensionalität . . . . .	103
5.6	Gruppierung der Daten und Bestimmung der Streichrichtung . . . . .	109
5.7	1D-Modelle . . . . .	119
5.8	2D-Modelle . . . . .	124
5.8.1	2D-Inversion - Vorbemerkungen . . . . .	124
5.8.2	2D-Inversion - Modelle . . . . .	124
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>141</b>

## *Inhaltsverzeichnis*

6.1	Diskussion der 3D-Modelle des IPDP . . . . .	141
6.2	Vergleiche zwischen 3D-Modellen und Daten . . . . .	142
6.3	Der Krustenleiter . . . . .	143
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>147</b>
<b>A</b>	<b>Abbildungen weiterer Modelldaten</b>	<b>149</b>
A.1	Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter . . . . .	149
A.2	Phasensensoren für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter . . . . .	174
<b>B</b>	<b>Abbildungen weiterer Daten für Island</b>	<b>181</b>
B.1	Invarianten für die Profile 2 bis 4 . . . . .	181
B.2	Phasensensoren für die Profile 2 bis 4 . . . . .	188
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>191</b>

# 1 Einleitung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten interdisziplinären Forschungsprojektes “Integrierte Modellierung des Island Plumes: Dynamik, Dichte, elektrische Leitfähigkeit und Schmelzprozesse”. Die Lage und der geologische Aufbau Islands sind eine einmalige geologische und geophysikalische Besonderheit - nur hier liegt der Mittelatlantische Rücken deutlich oberhalb des Meeresspiegels. Eine Theorie ist, dass unter Island ein sogenannter Hotspot existiert - ein aufsteigender Mantelplume (oder eine andere Temperatur- und Schmelzanomalie). Das bedeutet, dass die Tektonik, die Petrologie und die (geo)physikalischen Parameter von der Wechselwirkung der Meeresbodenspreizung mit dem aufsteigenden Mantelplume bestimmt wird.

Seit den 60er Jahren sind unter anderem zahlreiche geophysikalische Untersuchungen auf Island durchgeführt worden, die zu teilweise verschiedenen Modellen der isländischen Erdkruste geführt haben. Diese Modelle beruhen auf verschiedenen Interpretationen von seismischen (Bijwaard & Spakman, 1999; Darbyshire et al., 2000b; Allen et al., 2002; Foulger et al., 2001; Kumar et al., 2007), magnetotellurischen (Beblo & Björnsson, 1978, 1980; Beblo et al., 1983; Hersir et al., 1984; Eysteinsson & Hermance, 1985; Eysteinsson, 1992; Björnsson et al., 2005) und gravimetrischen Daten (Darbyshire et al., 2000a; Kaban et al., 2002) sowie auch Messungen des Wärmeflusses und petrologischen Daten.

Die magnetotellurischen Untersuchungen auf Island und die magnetotellurischen Modelle der vorliegenden Arbeit lassen sich nach Zieltiefen unterteilen. Im ersten Teil steht vor allem die Untersuchung der Leitfähigkeitsstruktur des oberen Erdmantels im Vordergrund, wobei der Schwerpunkt auf Modellstudien liegt. Hier wird die Theorie des aufsteigenden Mantelplumes aufgegriffen und hinsichtlich der Möglichkeiten der Magnetotellurik untersucht, diesen zu detektieren. Die bisher für Island zur Verfügung stehenden magnetotellurischen Daten decken diesen Tiefenbereich bislang kaum ab. Einige wenige langperiodische magnetotellurische Messreihen deuten eine tiefliegende gut leitende Schicht an (Haak & Damaske, 1980; König, 1999; Salat, 2002), die aber noch nicht eindeutig belegt wurde. In dieser Arbeit werden deshalb verschiedene synthetische 3D-Modelle untersucht. Diese sollen klären, unter welchen Bedingungen, d. h. bei welcher Tiefenlage, Ausdehnung und Leitfähigkeit, ein Mantelplume in der Magnetotellurik messbare Signale liefert. Da Temperatur und Schmelzanteil hierbei eine entscheidende Rolle spielen, werden auch Ergebnisse von geodynamischen Modellierungen verwendet (Ruedas et al., 2004).

Im zweiten Teil liegt das Augenmerk auf der Leitfähigkeitsstruktur der isländischen Kruste, für deren Untersuchung Datensätze aus zahlreichen deutsch-isländischen Messkampagnen zwischen 1977 und 1993 zur Verfügung stehen. Die Daten dieser Messungen sind bereits in einigen Veröffentlichungen vorgestellt worden (vgl. z. B. Beblo & Björnsson (1980); Beblo et al. (1983); Hersir et al. (1984); Eysteinsson & Hermance (1985); Eysteinsson (1992)). In dieser Arbeit werden sie nun ganzheitlich ausgewertet und interpretiert. Hier steht im Speziellen der in vorherigen Untersuchungen gefundene gute Leiter in ca. 10 km Tiefe im Vordergrund. Seine Ausdehnung, Tiefenlage und

## *1 Einleitung*

Leitfähigkeit sowie deren laterale Änderungen sollen genauer untersucht werden. Dazu werden aus den gemessenen Daten und den daraus ermittelten magnetotellurischen Impedanztensoren nicht nur die Sondierungskurven sondern weitere Parameter wie Phasentensoren und Rotationsinvarianten abgeleitet und diskutiert. Um einen Überblick über die räumliche Verteilung der Untergrundstrukturen zu erhalten, werden die einzelnen Messpunkte charakterisiert und Stationen mit ähnlichem Verhalten in Gruppen zusammengefasst. 1D- und 2D- Inversionsmodelle liefern einen direkten Hinweis auf die Leitfähigkeitsverteilung, wobei neben den Möglichkeiten auch die Grenzen dieser Modellierungen erörtert werden.

# 2 Geologie Islands und geophysikalische Untersuchungen

## 2.1 Die Geologie Islands

Die Insel Island ist eine relativ junge Landmasse. Das Fundament für die Nordatlantikkinsel entstand vor ca. 25 Millionen Jahren; doch erst vor etwa 16–20 Millionen Jahren stieg Island als Teil des Mittelatlantischen Rückens aus dem Meer auf. Der Nordatlantik begann sich am Ende der Kreidezeit bzw. im frühen Tertiär, also vor etwa 60 Millionen Jahren, in Ost-West-Richtung zu öffnen. Dabei wird an seiner Riftzone, dem Mittelatlantischen Rücken (MAR), immer wieder neuer basaltischer Ozeanboden geschaffen.

Der MAR bildet die Plattengrenze zwischen der Eurasischen Platte und der Nordamerikanischen Platte. An dieser Plattengrenze driften die Kontinente Nord- und Südamerika sowie Eurasien und Afrika um etwa 2 cm pro Jahr auseinander. Dabei kommt es am MAR zu ständiger Bildung mariner Kruste. Er hat eine Gesamtlänge von ca. 15.000 km und steigt zwischen 1500 m und 2500 m vom Ozeanboden auf - bis auf das Gebiet von Island (siehe Abb. 2.1). Hier bietet sich somit die seltene Gelegenheit, Vorgänge zu beobachten, die sonst nur in der Tiefe des Ozeans stattfinden. Mit einer Größe von 103.000 km<sup>2</sup> ist Island die größte Vulkaninsel der Welt.

Als Ursache für diesen Anstieg wird das zusätzliche Eintragen von Material aus dem Erdmantel durch einen Mantel-Plume unter Island angesehen. Dieser speist die vulkanischen Systeme Islands mit Magma. Bei den meisten dieser vulkanischen Systeme handelt es sich um große Schwärme von tektonischen Bruchzonen und Rissen, die sich als Resultat der Krustenspreizung durch die Plattendrift innerhalb der vulkanischen Zonen formen. Die meisten vulkanischen Systeme sind 40–150 km lang und 5–20 km breit. Ihre Entwicklung wird sowohl von der Plattendynamik der Nordamerikanischen und der Eurasischen Platten bestimmt, als auch von der Fluidodynamik des Mantel-Plumes (Gudmundsson, 2000).

Island befindet sich an der Verbindung zwischen dem Kolbeinsey-Rücken im Norden und dem Reykjanes-Rücken im Süden. Das auf Island zutage tretende Gebiet des aktiven Vulkanismus ist die Neovulkane Zone. Diese gliedert sich in drei Hauptsegmente: die Nördliche Vulkanische Zone (NVZ), die Westliche Vulkanische Zone (WVZ) und die Östlich Vulkanische Zone (EVZ) (vgl. Abb. 2.2).

Die Tjörnes-Fracture-Zone (TFZ) im Norden Islands ist eine Transformverwerfung, die die Plattengrenze des Kolbeinsey-Rückens mit der der NVZ verbindet. Ihre Struktur wurde u.a. von Gudmundsson (2000) beschrieben. Danach handelt es sich bei ihr um eine in N-S-Richtung 70 km breite und in WNW-Richtung verlaufende 120 km lange Zone. Auf der Insel selbst tritt sie mit ihrer Hauptstruktur, der Husavik-Flatley-Fault, als 3–5 km breite Zone intensiver Krustendeformation zutage.

Die Südisländische Seismische Zone (SISZ) ist ein komplexer Verwerfungsbereich zwischen den sich überlappenden Bereichen von WVZ und EVZ. Hier treten im Mittel alle 80–100 Jahre Erdbeben der Stärke 7,1 oder größer auf. Die SISZ ist charakterisiert durch seismogene Störungen und Bruchzonen (für weitere Informationen siehe Gudmundsson

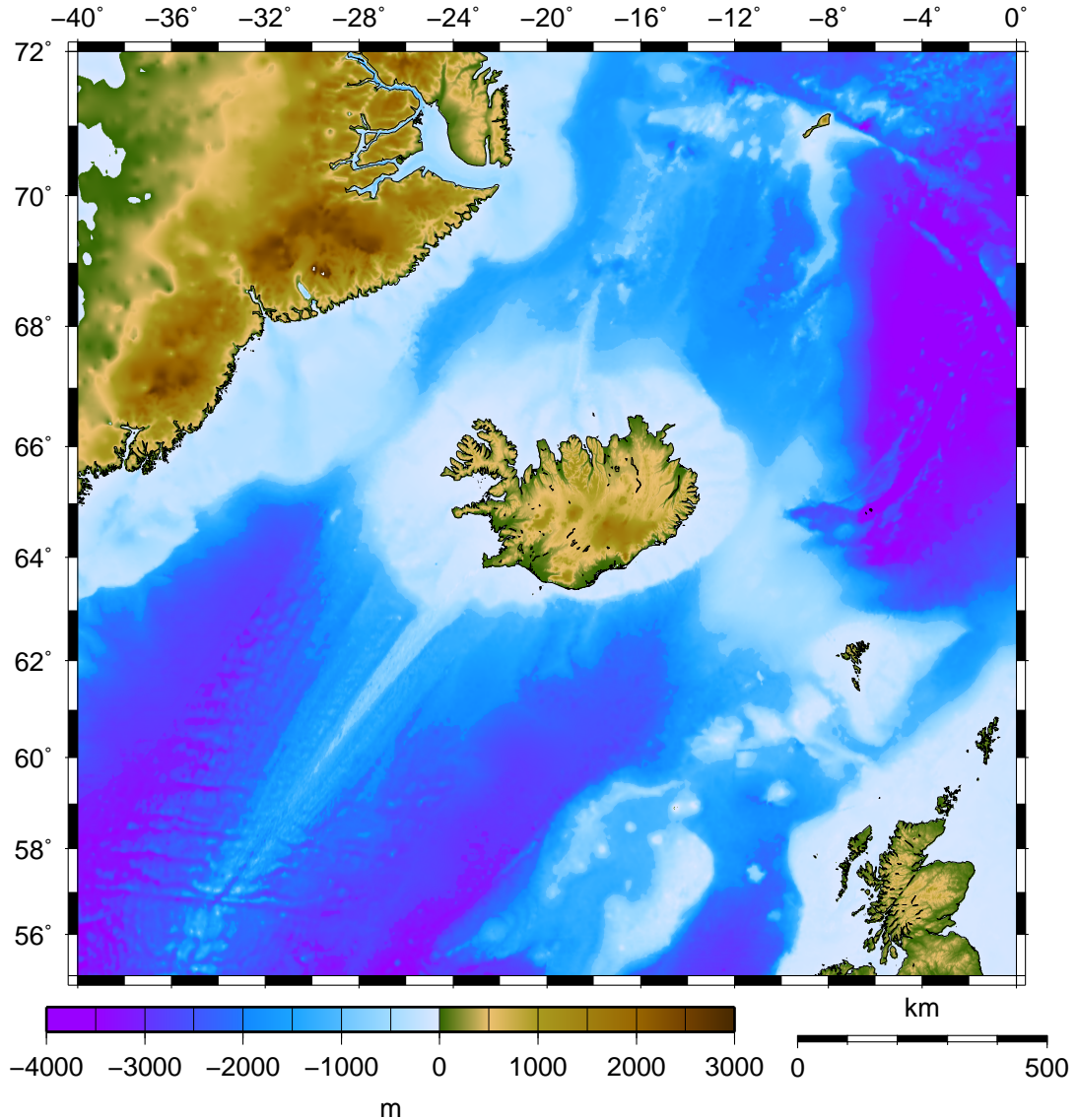


Abbildung 2.1: Islands Lage im Nordatlantik. Erstellt mit den *Generic Mapping Tools* (*GMT*) unter Verwendung des ETOPO1-Datensatzes (Amante & Eakins, 2009) für Topographie und Bathymetrie.

(2000)). An der sogenannten Hengill-triple-junction treffen die Südisländische Seismische Zone und die Westliche Vulkanische Zone mit der Vulkanischen Zone der Halbinsel Reykjanes (RPVZ) zusammen. An ihrem südwestlichen Ende trifft diese Zone auf den Reykjanes-Rücken (RR), der wieder einen Teil des Mittelatlantischen Rückens darstellt. Dieser weist auf seiner gesamten Länge immer wieder Querbruchzonen auf, an denen Versätze parallel zur Hauptachse des Rückens vorliegen (Transform Faults).

Unter Island wird, wie bereits angedeutet, die Existenz eines Mantelplumes vermutet. Ein weithin akzeptiertes Modell des Mantelplumes ist, dass es sich bei ihm um lange, nahezu vertikale und vergleichsweise enge Säulen von heißem, aufströmendem Material



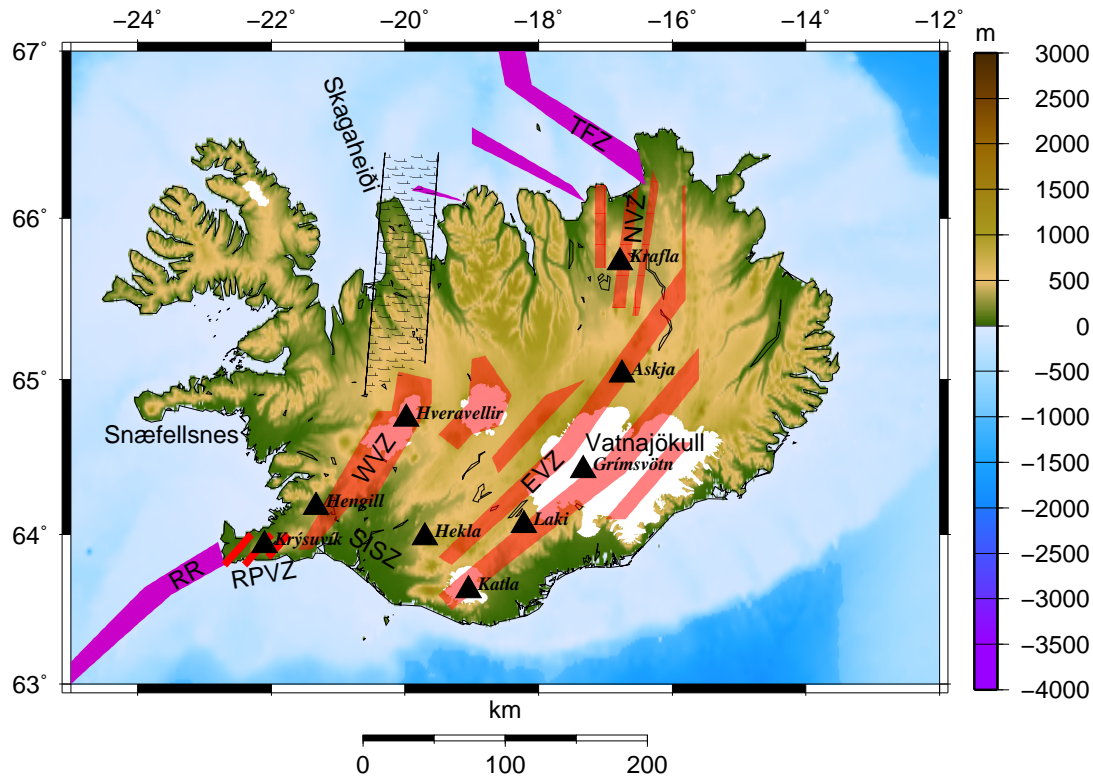


Abbildung 2.2: Vulkanische Zonen und Strukturen auf Island (vgl. Heinert (2009)). Erstellt mit den *Generic Mapping Tools (GMT)* unter Verwendung des ETOPO1-Datensatzes (Amante & Eakins, 2009) sowie der GLIMS-Datenbank (*Global Land Ice Measurements from Space*, National Snow and Ice Data Center, Boulder, Colorado, USA) für die Gletscherdaten. TFZ = Tjörnes-Fracture-Zone, RR = Reykjanes-Rücken, RPVZ = Vulkanzone der Reykjanes-Halbinsel (*engl. Reykjanes Peninsula Volcanic Zone*), NVZ = Nördliche Vulkanische Zone, EVZ = Östliche Vulkanische Zone, WVZ = Westliche Vulkanische Zone, SISZ = Südisländische Seismische Zone

geringer Dichte handelt, das von tiefen Regionen im Mantel oder von der Kern-Mantel-Grenze nach oben steigt. An der Oberfläche sind solche sogenannten Hotspots durch große vulkanische Aktivität, großen Wärmefluss und eine breite Aufwölbung gekennzeichnet.

Wie in Gudmundsson (2000) beschrieben, liefert der Plume einen Großteil der Schmelze, die die Oberfläche als Magma während der Eruptionen in den Vulkansystemen erreicht. Der Plume ist auch verantwortlich dafür, dass sich Island oberhalb des Meeresspiegels befindet. Er hat dazu geführt, dass sich eine breite Aufwölbung im Nordatlantik gebildet hat, deren bathymetrische Anomalie sich über mehr als 1000 km vor Island erstreckt. Die zweite große Struktur, die neben dem Mittelatlantischen Rücken durch Island verläuft, ist der Grönland-Island-Färöer-Rücken. Dieser wird als Spur eines Mantelplumes oder einer großen Schmelzanomalie interpretiert, die sich momentan

unter Island befindet (vgl. Björnsson et al. (2005)).

Die vulkanischen Zonen auf Island sind dynamische Systeme, die sich mit der Zeit weiterentwickelten. So hat im Laufe der Geschichte eine drastische Änderung der Rift- und Erdbebenzonen stattgefunden: Zum Ende des Tertiär verlief die Rückenachse von Süden über die Halbinsel Reykjanes, weiter über das Gletschergebiet Langjökull bis zur Halbinsel Skagaheiði im Norden. Die vulkanische Aktivität auf Skagaheiði erlosch vor rund 0,5-1,5 Mio. Jahren. Vulkanische und tektonische Aktivität findet heute vor allem im Norden, rund 160 km weiter östlich als ursprünglich, statt - in dem ca. 60 km breiten Bereich vom Vatnajökull hinauf zur Küste. Da sich beide Lithosphärenplatten, die Eurasiens und die Nordamerikas, kontinuierlich nordwestlich verschieben, kann angenommen werden, dass der "Kopf" des Plumes dieser Bewegung gefolgt ist. Der quasi-stabile "Stamm" hat seine Position jedoch beibehalten. Der MAR in Island wanderte vor ca. 24 Millionen Jahren über das Zentrum des Island-Plumes. Eine der primären Antriebskräfte für die Verschiebung oder Verlagerung der vulkanischen Zonen ist die allgemeine Westwärtsbewegung der Plattengrenze relativ zum Plume. Während die Riftachse sich im gesamten Atlantik weiter verschoben hat, scheint sie im Bereich von Island oberhalb des Plume-"Stammes" hängengeblieben zu sein. Damit ließe sich die ca. 160 km weite Südostverschiebung der NVZ und der EVZ aus der Riftachse erklären. Eine der jüngsten Änderungen der aktiven Spreizungsachsen betrifft z. B. den südlichen Teil der EVZ (Gudmundsson, 2000). Diese wanderte in den letzten 3 Millionen Jahren nach SW. Hält diese Bewegung an bis sich die EVZ mit dem Reykjanes-Rücken verbindet, wird eine der aktiven Vulkanzonen in Südisland aussterben während die andere als Hauptachse fungiert. Die SISZ wird dann inaktiv.

Nach Gudmundsson (2000) wurden auf Island rund 30 vulkanische Systeme innerhalb der vulkanischen Zonen definiert, basierend auf petrologischen und vulkano-tektonischen Daten. Rund 20 von ihnen sind mit der aktuell aktiven Zentralriftzone verbunden. Jedes Vulkansystem dort besitzt neben Verwerfungen und Spalten zahlreiche Basaltvulkane und zumeist einen Zentralvulkan. Basaltische Lavafüße stellen das Gros der Produktion der vulkanischen Systeme dar. Dabei sind Tholeiit-Basalte und Olivin-Tholeiit-Basalte am häufigsten anzutreffen.

Die Zentralvulkane (Schichtvulkane oder Einbruchcalderas) sind die größten Strukturen der Vulkansysteme, z. B. Hekla und Eyjafjallajökull. Eine Eigenheit der Zentralvulkane ist, dass sie neben Basalt (basisches Gestein) auch intermediäre und im Speziellen saure Magmatite (z. B. Rhyolit) hervorbringen. Diese sauren Magmen scheinen das Ergebnis von Prozessen in flachen Magmakammern in der Erdkruste zu sein. Insbesondere erhalten vermutlich alle Zentralvulkane, die Einbruchcalderas besitzen und mit Hochtemperaturgebieten verbunden sind, Magma aus solch oberflächennahen Kammern (siehe Gudmundsson (2000)). Zentralvulkane im Gebiet der aktiven Spreizung stehen zusätzlich im Zusammenhang mit Bruch-, Verwerfungs- und Rissschwärmen, die es bei den Vulkanen abseits der aktiven Riftzonen nicht gibt.

Viele der Vulkansysteme bilden nach diesem Modell doppelte Magmakammern. Dabei handelt es sich um tiefliegende Reservoirs sowie flache Magmakammern in der Kruste. Während die oberflächennahe Kammer meist den Zentralvulkan speist, liefert die tiefere ihr Magma sowohl an die flache Kammer als auch an die Basalt-Vulkane abseits des Zentralvulkans. Die minimalen Tiefen für Reservoirs an der Krusten-Mantel-Grenze schwanken zwischen rund 10 km auf der Reykjanes-Halbinsel bis zu 19 km in

der NVZ (Krafla-Vulkansystem). In diesem Stadium existiert noch keine oberflächennahe Kammer. Alle Intrusionen und Eruptionen werden (noch) direkt aus dem tiefen Reservoir gespeist. Einige Vulkansysteme in der aktiven Zone, insbesondere dort, wo die Spreizungsrate gering ist, entwickeln keine flache Magmakammer in der Kruste und produzieren auch kein saures Gestein.

So ist Island größtenteils aus massiven Basaltdecken aufgebaut, die aus übereinanderliegenden Lavaergüssen bestehen. Durch den ständigen Dehnungsprozess brachen (und brechen) diese auseinander und verlagern sich nach Ost und West. Dementsprechend sind die Landmassen Islands im äußersten Osten und Westen am ältesten. Deren Gesteine stammen vorwiegend aus dem jüngeren Tertiär und frühen Pleistozän, während diejenigen innerhalb der aktiven Vulkanzone jüngeren Datums sind. Die ältesten tertiären Gesteine wurden in den Westfjorden gefunden. Ihr Alter beträgt etwa 14 Millionen Jahre. Kennzeichnend für den jüngsten Zeitabschnitt des Quartär (postglaziale Epoche bis heute) ist ein andauernder Vulkanismus im Bereich der NVZ und auf der Halbinsel Snæfellsness. Auffällig ist ein sehr richtungsbetonter Verlauf der Kraterketten, Spalten, Verwerfungen sowie von Flüssen, Seen, Bergrücken und Tälern besonders im Norden entlang der NVZ.

## 2.2 Geophysikalische Untersuchungen auf Island - Stand der Forschung

Die außergewöhnliche Krusten- und Mantelstruktur Islands ist das Ergebnis einer Interaktion verschiedener geodynamischer Prozesse. Zum einen findet man hier die horizontalen Bewegungsmuster und Störungssysteme des Mittelatlantischen Rückens und andererseits das Aufwölben der Kruste durch das Aufsteigen eines Mantelplumes. Daraus resultieren diverse vulkanische und geothermale Aktivitäten. Die Krusten- und Mantelstruktur Islands war bereits der Gegenstand verschiedener magnetotellurischer (Beblo & Björnsson, 1978, 1980; Beblo et al., 1983; Hersir et al., 1984; Eysteinnsson & Hermance, 1985; Björnsson et al., 2005), seismischer (Wolfe et al., 1997; Bijwaard & Spakman, 1999; Ritsema et al., 1999; Foulger et al., 2003; Rhodes & Davies, 2001; Allen et al., 2002; Foulger et al., 2001; Kumar et al., 2007; Bjarnason & Schmeling, 2009) sowie kombinierter seismischer und gravimetrischer (siehe Darbyshire et al. (2000a); Kaban et al. (2002)) Untersuchungen. Nachfolgend werden einige Ergebnisse zusammengefasst.

Für die Kruste gibt es zwei miteinander konkurrierende Modelle (Darbyshire et al., 2000a; Björnsson et al., 2005). Das sogenannte "thin crust model" umfasst eine Kruste, die unter den Riftzonen 10–15 km mächtig ist und sich zu den älteren tertiären Gebieten hin auf bis zu 25 km verdickt. An der Kruste-Mantel-Grenze befindet sich eine dünne teilweise geschmolzene Schicht, die niedrige elektrische Widerstände und geringe seismische Geschwindigkeiten hervorruft (vgl. z. B. Pálmason (2009); Beblo & Björnsson (1978, 1980); Björnsson (1985); Björnsson et al. (2005)).

Nach dem "thick crust model" hingegen (Bjarnason et al., 1993; Darbyshire et al., 2000b; Kaban et al., 2002; Foulger et al., 2001; Kumar et al., 2007) ist die Kruste an den Küsten 20–30 km mächtig und verdickt sich zum Zentrum Islands hin auf ca. 40 km. Die Temperaturen der Kruste sind nach diesem Modell deutlich geringer.

In den seismischen Studien zeigen sich allgemein große laterale Variationen in der Krustendicke (Darbyshire et al., 2000a; Allen et al., 2002; Foulger et al., 2001; Kumar et al., 2007). Die Moho (Mohorovicic-Diskontinuität) markiert die (seismische) Grenzfläche zwischen Erdkruste und Erdmantel. In Island scheint es sich dabei nicht um einen deutlich abgegrenzten Übergang zu handeln sondern vielmehr um eine mehrere Kilometer dicke Übergangszone (Kaban et al., 2002; Foulger et al., 2001; Kumar et al., 2007). Darbyshire et al. (2000a) z. B. fanden mit Hilfe kombinierter seismischer (Refraktionsergebnisse und Receiver-Function-Analyse) und gravimetrischer Studien eine anomal dicke Kruste unter Island, wobei sich die dickste Kruste ( $\approx 40$  km) über dem vermuteten Plume-Zentrum (Bereich des Vatnajökull, südöstl. Zentralisland) befindet. Die Autoren postulieren ein verstärktes Aufschmelzen infolge einer Kombination von hohen Manteltemperaturen und aktiver Aufwölbung in einem weniger als 200 km durchmessenden Plume-“Kopf”. Mit steigendem Abstand vom Plume-Zentrum dünnt die Kruste aus - mit minimalen Krustendicken von  $\approx 20$  km im nördlichen Teil der NVZ. Östlich des Vatnajökull verbindet ein Band dicker Kruste das Plume-Zentrum mit den westlichsten Ausläufern des Färöer-Island-Rückens. Darbyshire et al. (2000a) geben an, dass der obere Mantel unter Island durch verringerte Dichten unter den Riftzonen charakterisiert ist, was höhere Manteltemperaturen und ein mögliches Vorhandensein von teilweise aufgeschmolzenem Gestein vermuten lässt.

Auch die Ergebnisse der seismischen Tomographie von Bijwaard & Spakman (1999) und Allen et al. (2002) lieferten Anhaltspunkte für die Existenz eines Mantelplumes unter Island, die sich in Niedriggeschwindigkeitszonen (LVZ) im oberen Mantel und der Übergangszone äußerten. Allen et al. (2002) fanden außerdem eine zylindrische Anomalie mit niedrigen seismischen Geschwindigkeiten in Tiefen von mindesten 400 km bis hinauf in Tiefen von ca. 200 km. Diese Anomalie hat einen Radius von 60–100 km und ist konsistent mit einem aufsteigenden Mantelplume. Marquart & Schmeling (2004) benutzten das Tomographiemodell von Bijwaard & Spakman (1999) um Manteltemperaturen und daraus Auftriebskräfte zu berechnen. Diese verglichen sie mit dem gravimetrischen Feld sowie dem gemessenen Geoid. Diese Studien zeigten, dass in der Nordatlantikregion das Mantelmaterial eine langsame Aufwärtsbewegung besitzt und somit ein Austausch zwischen unterem und oberem Mantelmaterial stattfindet. Dabei ist, verursacht durch die relativ hohe Viskosität des unteren Mantels, die vertikale Aufwärtsströmung deutlich ausgedehnter als die Temperaturanomalie. In diesen Untersuchungen konnte auch die Westwärtsbewegung des Nordamerikanisch-Eurasischen Plattensystems wiedergefunden werden.

Bjarnason & Schmeling (2009) bestimmten durch Analyse seismischer Oberflächenwellen mittlere Krustendicken von 25–26 km - und damit eine deutlich dünnere Kruste als in vorangegangenen Arbeiten (vgl. Darbyshire et al. (2000a)). Die dickste Kruste (ca. 30 km) wurde unter dem östlichen Teil Island und unter dem westlichen Rand der Westfjorde gefunden. Die dünnste Kruste befindet sich unter dem westlichen Teil Zentralislands und im Bereich der WVZ. Unter den Riftzonen in ca. 5–15 km Tiefe ist die Kruste durch einen Bereich hoher Anisotropie charakterisiert. Bjarnason & Schmeling (2009) schlagen als Erklärung hierfür horizontal geschichtete Lagen aus weichem und hartem Material vor. Hierbei könnte es sich um das Ergebnis vulkanischer Intrusionen handeln. Eine Auswirkung dieser Hypothese wäre, dass ein beträchtlicher Teil der Kruste innerhalb der mittleren und unteren Kruste entlang der Riftzonen produziert

würde. In ca. 30 km Tiefe unter Zentralisland und den Spreizungszonen wurde zudem ein Bereich ausgemacht, in dem vermutlich die Temperatur erhöht ist und der 2–3% Schmelze enthalten könnte. In 100–125 km Tiefe wurde eine weitere LVZ unter Zentralisland und Richtung West- und Nordwest-Island gefunden. Diese werden als teilweise aufgeschmolzener Plume-“Kopf” gedeutet.

Das wichtigste Ergebnis der magnetotellurischen Untersuchungen war die Auffindung einer gut leitenden Schicht unter großen Teilen Islands. Diese befindet sich demnach in unterschiedlichen Tiefen und ist zwischen Schichten höheren Widerstands eingebettet. In 1D- und teilweise 2D-Modellierungen wurde unter dem Großteil der Insel eine gut leitfähige Schicht mit einem Leitwert von ca. 500 S gefunden, deren Tiefenlage unter der Neovulkanischen Zone (NVZ) ungefähr 5–10 km beträgt und mit wachsendem Abstand von dieser bis auf ca. 25 km zunimmt (vgl. z. B. Beblo & Björnsson (1978, 1980); Beblo et al. (1983); Hersir et al. (1984); Eysteinsson & Hermance (1985); Eysteinsson (1992)). An einigen Stationen an der Süd- und Südwestküste Islands und auf der Reykjanes-Halbinsel jedoch existiert diese gut leitende Schicht nachweislich nicht (Eysteinsson, 1992). Hier steigt der Widerstand kontinuierlich mit der Tiefe an.

Die Ergebnisse der Messkampagnen und Untersuchungsgebiete wurden stückweise dargestellt und publiziert. Einige der Messungen wurden gar nicht veröffentlicht. Lange Zeit existierte keine gemeinsame und einheitliche Darstellung der Ergebnisse aller verfügbaren MT-Stationen. Björnsson et al. (2005) stellen ein erstes Bild vor, das die Verteilung der Leitfähigkeit über Gesamtisland zeigt. Sie präsentieren unter anderem eine Karte mit der Tiefenlage des guten Leiters, in der der Krustenleiter als durchgehende Schicht dargestellt ist. Niedrige Tiefen von unter 15 km finden sich demnach in den aktive Riftzonen im Südwesten und Nordosten Islands. Unter dem Zentralvulkan des Krafla-Vulkangebietes sowie im östlichen Zentralisland beträgt die Tiefe des guten Leiters weniger als 10 km. In den älteren tertiären Gebieten Islands, d. h. in West-, Ost- und im nördlichen Zentralisland werden über 20–25 km Tiefe angegeben. Auch für die östliche Riftzone in Südisland werden mehr als 20 km ermittelt, was auf Unterschiede in der Natur dieses Teils der Riftzone verglichen mit denen der anderen Abschnitte hinweist. Auch die 10–20 km breite Zone an der Südküste, in der der Krustenleiter nicht existiert, ist dargestellt. Björnsson et al. (2005) interpretieren diese Zone als Übergangsbereich von anomaler Kruste des Island-Typs und anomalem Mantel hin zu normaler ozeanischer Kruste und normalem Mantelmaterial.

Die Tiefe der gut leitenden Schicht könnte im Einklang stehen mit den in einigen seismischen Messungen gefundenen Bereichen (*pockets*) mit verringerten seismischen Geschwindigkeiten in 10–30 km Tiefe. Dies wäre ein weiterer Hinweis auf partielle Schmelzen.

Der Periodenbereich der oben beschriebenen Magnetotellurikmessungen war nicht ausreichend, um Hinweise auf einen tiefer liegenden Mantelplume oder eine vergleichbare Schmelzanomalie liefern zu können. Die ersten langperiodischen Daten wurden in Nordostisland gesammelt (Haak & Damaske, 1980). Weitere drei Stationen folgten und wurden von König (1999) und Salat (2002) beschrieben. In all diesen Daten fanden sich Hinweise auf einen zweiten guten Leiter in 100–200 km Tiefe, der jedoch bislang nicht durch weitere Untersuchungen belegt werden konnte.

# 3 Grundlagen der Magnetotellurik

In der Magnetotellurik (MT) werden die natürlichen magnetischen und induzierten elektrischen Felder (genauer die zeitlichen Änderungen dieser Felder) an der Erdoberfläche gemessen. Aus diesen Beobachtungen ist es möglich, die elektrischen Leitfähigkeiten der Gesteine im Erdinneren zu bestimmen. Je langperiodischer die untersuchten Feldänderungen sind, desto tiefer dringen sie in den Untergrund ein (Skin-Effekt) und liefern Informationen über die tieferen Leitfähigkeitsstrukturen. Nachfolgend werden die theoretischen Grundlagen der Magnetotellurik abgeleitet.

## 3.1 Induktion

Die Ausbreitung zeitlich variierender elektrischer Felder  $\mathbf{E}$  und magnetischer Felder  $\mathbf{B}$  in der leitfähigen Erde wird durch die Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = Q \quad (3.2)$$

und die Materialgleichungen

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3.3)$$

beschrieben. Dabei ist  $\mathbf{H}$  die magnetische Feldstärke,  $\mathbf{D}$  die dielektrische Verschiebung,  $\mathbf{J}$  die Stromdichte und  $Q$  die Ladungsdichte. Desweiteren steht  $\sigma = \sigma(x, y, z)$  für die ortsabhängige Leitfähigkeit,  $\mu = \mu_r \mu_0$  für die Permeabilität und  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  für die Dielektrizität.  $\mu_r$  und  $\varepsilon_r$  sind materialabhängig und  $\mu_0$  und  $\varepsilon_0$  sind die Induktionskonstante bzw. die Influenzkonstante.

Durch nochmaliges Ableiten der ersten Maxwell-Gleichung (Gl. 3.1, links) nach der Zeit  $t$  erhält man zusammen mit den anderen Maxwell-Gleichungen und den Materialgleichungen eine Gleichung für die gedämpfte Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem homogenen Medium:

$$\nabla^2 \cdot \mathbf{F} = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial t^2} \quad (3.4)$$

Das ist die Telegraphengleichung (vgl. z. B. Vogel (1995)), wobei  $\mathbf{F}$  für eine der Feldgrößen  $\mathbf{E}$  oder  $\mathbf{B}$  steht. Der erste Term auf der rechten Seite in Gleichung 3.4 beschreibt die Diffusion des Feldes, d. h. das Eindringen des Feldes in Medien und Systeme und seine Ausbreitung ohne Wellencharakter. Der zweite Term beschreibt die Wellenausbreitung.

Im Speziellen werden nun Felder mit einem harmonischen Zeitfaktor von  $e^{i\omega t}$  sowie periodischen Ortsabhängigkeiten  $\cos(\nu_x x)$  und  $\cos(\nu_y y)$  betrachtet. Dabei ist  $\omega = 2\pi f$  die Kreisfrequenz und  $\boldsymbol{\nu} = (\nu_x, \nu_y)$  der horizontale Wellenzahlvektor mit der Magnitude

$|\boldsymbol{\nu}| = \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}$ . Der horizontale Wellenzahlvektor steht für eine Welle in der x-y-Ebene ( $z=\text{const.}$ ) mit der Wellenlänge  $\lambda = 2\pi/|\boldsymbol{\nu}|$ . Damit folgt aus Gl. 3.4

$$\left( \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z^2} \right) = i\omega\mu\sigma \mathbf{F} - \mu\varepsilon\omega^2 \mathbf{F}$$

und weiter mit Einsetzen der Ortsabhängigkeiten  $\nu_x$  und  $\nu_y$

$$-\nu_x^2 \mathbf{F} - \nu_y^2 \mathbf{F} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z^2} = i\omega\mu\sigma \mathbf{F} - \mu\varepsilon\omega^2 \mathbf{F}$$

und schließlich die Helmholtz-Gleichung

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z^2} = \gamma^2 \mathbf{F}. \quad (3.5)$$

Dabei ist  $\gamma$  die komplexe Ausbreitungskonstante mit der Dimension einer Wellenzahl:

$$\gamma^2 = |\boldsymbol{\nu}|^2 + i\omega\mu\sigma - \mu\varepsilon\omega^2. \quad (3.6)$$

Es kann außerdem vereinfachend angenommen werden, dass der zweite Term auf der rechten Seite in Gl. 3.4 (bzw. der dritte Term auf der rechten Seite in Gl. 3.6) vernachlässigt werden kann, wenn  $\omega\mu\sigma \gg \mu\varepsilon\omega^2$ , d. h.  $\sigma \gg \varepsilon\omega$  ist. Dazu muss also der Term  $\sigma/(\varepsilon\omega)$  viel größer als 1 sein. Die Frequenzen, die in der Magnetotellurik benutzt werden, sind gewöhnlich kleiner als 3000 Hz (Telford et al., 1994). Damit ist  $\omega \leq 2 \cdot 10^4$ . Die relative Dielektrizität  $\varepsilon_r$  erreicht in der Natur maximale Werte von rund 80 für Wasser während die Permeabilität  $\mu_r$  mit Ausnahme einiger Magnetite  $\approx 1$  ist (Telford et al., 1994). Für die Leitfähigkeit kann für diese Abschätzung ein mittlerer Wert von  $10^{-2}$  für Erdkruste und Erdmantel angenommen werden. Damit erhält man  $\sigma/(\varepsilon\omega) \approx 706 \gg 1$ . Der Term  $\mu\varepsilon\omega^2$  ist somit gegenüber  $\omega\mu\sigma$  vernachlässigbar, was bedeutet, dass die zeitlichen Vorgänge quasi-stationär ablaufen. Dann ergibt sich die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z^2} = k^2 \mathbf{F} \quad , \text{ mit der komplexen Wellenzahl } k \quad (3.7)$$

$$k^2 = i\omega\mu\sigma + |\boldsymbol{\nu}|^2. \quad (3.8)$$

Nimmt man nun weiterhin an, dass das Feld als quasi-homogen betrachtet werden kann (ebene Welle) ist  $|\boldsymbol{\nu}| = \nu_x = \nu_y = 0$ . Dann vereinfacht sich die Diffusionsgleichung zu

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z^2} = k^2 \mathbf{F} \quad , \text{ mit } k = \sqrt{i\omega\mu\sigma}. \quad (3.9)$$

Die allgemeine Lösung für  $\mathbf{F}$  in Gl. 3.9 (d. h. für quasi-homogene und quasi-stationäre Felder) ist gegeben durch:

$$\mathbf{F}(z) = \mathbf{F}_0 e^{-kz} + \mathbf{F}_1 e^{+kz}.$$

Dabei ist  $\mathbf{F}(0) = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_1$  der Wert des Feldes an der Erdoberfläche. Der Term  $e^{+kz}$  charakterisiert ein exponentielles Anwachsen mit der Tiefe, während  $e^{-kz}$  ein exponentielles Abklingen mit der Tiefe beschreibt. Betrachtet man einen homogenen Raum ist  $e^{+kz}$  physikalisch unsinnig und es ist also  $\mathbf{F}_1 = 0$  zu setzen, so dass man

$$\mathbf{F}(z) = \mathbf{F}_0 e^{-kz} \quad (3.10)$$

erhält. Zerlegt man den Exponentialausdruck in Real- und Imaginärteil, so ergibt sich

$$e^{-kz} = e^{-gz} e^{-igz} \quad \text{mit} \quad g = \Re(k) = \Im(k) = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} .$$

Um eine Abschätzung über den Induktionsraum zu erhalten, wird die Eindring- oder Skintiefe  $\delta$  als die Tiefe definiert, in der der Betrag des Feldes  $|F_0 e^{-kz}|$  auf den  $1/e$ -ten Teil des Wertes an der Erdoberfläche abgeklungen ist. Da  $|e^{-igz}| = 1$  ist, ergibt sich

$$|F(\delta)| = 1/e F_0 = F_0 e^{-g\delta} .$$

Daraus folgt

$$\delta = \frac{1}{g} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} . \quad (3.11)$$

Setzt man nun  $\mu = \mu_0$ ,  $\omega = 2\pi/T$  und  $\rho = 1/\sigma$ , so erhält man die Näherungsformel

$$\delta \approx 0.5\sqrt{\rho T} \quad \text{in der Einheit [km], mit } \rho \text{ in } [\Omega m] \text{ und } T \text{ in [s].}$$

### 3.1.1 Störsignal "Polarer Elektrojet"

Nicht alle an der Erdoberfläche registrierten elektrischen und magnetischen Felder beinhalten verwertbare Informationen über die Leitfähigkeitsstruktur des Untergrundes. Oft ist wegen zu großer Nähe zur Quelle des Feldes die Voraussetzung homogener Anregung nicht erfüllt (vgl. Kap. 3.1). Solch eine inhomogene Quelle liefert dann unter Umständen einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag  $\nu$  in Gl. 3.8 und damit auch in Gl. 3.7. Unter Verwendung der Eindringtiefe  $\delta$  (Gl. 3.11) lässt sich Gl. 3.8 alternativ auch mit

$$k = \sqrt{\frac{2i}{\delta^2} + |\nu|^2} \quad \text{mit} \quad |\nu|^2 = \nu_x^2 + \nu_y^2 \quad (3.12)$$

formulieren. Durch Vergleich von  $1/\delta^2$  mit  $|\nu|^2$  (oder des reziproken Wertes der Wellenlänge  $\lambda$ ) lässt sich feststellen, welcher Term die Wellenzahl  $k$  dominiert (Peter, 1994). Für  $|\nu|^2 \gg 1/\delta^2$  (bzw.  $|\nu|^2 \delta^2 \gg 1$ ) ist  $k \approx |\nu|$ . Dann wird die Eindringtiefe im Vergleich zur Wellenlänge sehr groß. Die Diffusion (Gln. 3.7 und 3.8) wird durch  $\nu$  bestimmt und läuft praktisch ohne Induktion ab.

Für  $|\nu|^2 \ll 1/\delta^2$  ( $|\nu|^2 \delta^2 \ll 1$ ) ist  $k \approx \sqrt{2i/\delta^2}$  und die Diffusion der Felder wird durch  $\delta$  bestimmt. Die Wellenlängen sind im Vergleich zu den Eindringtiefen so groß, dass die Feldschwankungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung im Vergleich zur Eindringtiefe vernachlässigbar sind. Die Felder können als quasi-homogen betrachtet werden (Voraussetzung für MT, siehe Gl. 3.9).

In hohen geographischen Breiten jedoch ist diese Näherung nur bedingt gültig, da sich hier die Einflüsse des so genannten Polaren Elektrojets bemerkbar machen können. Dabei handelt es sich in erster Näherung um einen Linienstrom. Das Reziproke des Abstands von einem solchen Linienstrom kann als Größenordnung für die Wellenzahl  $\nu$  angesehen werden (Peter, 1994). D. h. als quasi-homogen werden Signale dann bezeichnet, wenn deren Abstand  $r$  im Vergleich zur Eindringtiefe  $\delta$  (Gl.3.11) viel größer ist.



Die Quellströme in der Ionosphäre befinden sich in Höhen von rund 100 km bei ca. 67° Breite, was einem äquivalenten Linienstrom in ca. 200 km Höhe entspricht (vgl. Peter (1994)). Damit ergibt sich  $|\nu| \approx 1/200 \text{ km}^{-1}$ . Bei einer verwendeten maximalen Periode  $T$  von 1000 s und einem mittleren Widerstand von rund 50  $\Omega\text{m}$  (vgl. z. B. Beblo & Björnsson (1978)) werden Eindringtiefen von ca. 100 km erreicht. Damit ergibt sich für  $|\nu|^2 \delta^2 \approx 0,25$ . Zwischen den nördlichsten MT-Stationen (ca. 66°N) und dem Elektrojet liegen in lateraler Richtung ca. 100 km. Berücksichtigt man nun weiterhin, dass die horizontalen Feldkomponenten  $B_x$  und  $B_y$  der inhomogenen Felder mit zunehmender lateraler Entfernung von der Quellregion rasch abfallen (Peter, 1994), so ist die Annahme der quasi-homogenen Quellen für Island und die verwendeten maximalen Periodenwerte näherungsweise erfüllt. Die Anwendbarkeit dieser Näherung kann zusätzlich noch dadurch überprüft werden, dass die für einen Messpunkt zu verschiedenen Zeiten gewonnenen Daten miteinander verglichen werden. Sind diese zu unterschiedlichen Zeitpunkten identisch, ist das ein weiterer Hinweis auf eine quasi-homogene Anregung. Dabei geht man davon aus, dass der Polare Elektrojet sowohl seine Lage als auch die Stärke auf Zeitskalen von Minuten zeitlich sehr stark verändern kann, was somit zu unterschiedlichen Übertragungsfunktionen führen würde, wenn diese durch den Elektrojet beeinflusst sind.

### 3.2 Der Impedanztensor

In der Magnetotellurik (MT) werden die horizontalen magnetischen und elektrischen Felder an der Erdoberfläche gemessen. Der Zusammenhang zwischen den einzelnen elektrischen und magnetischen Komponenten wird durch den Impedanztensor (auch magnetotellurische Impedanz)  $\mathbf{Z}(\omega)$  gemäß

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{Z}(\omega) \mathbf{B}(\omega)$$

bzw.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

angegeben, wobei die Abhängigkeiten von  $\omega$  der besseren Lesbarkeit wegen nun nicht weiter aufgeführt werden. Der Impedanztensor enthält die gesuchten Informationen über die Leitfähigkeit des Untergrundes. Es ergeben sich hier zwei bivariate Gleichungen, mit denen die einzelnen Komponenten des Tensors aus den an der Erdoberfläche gemessenen magnetischen und elektrischen Feldern berechnet werden können. Diese Übertragungsfunktionen sind komplex ( $Z_{ij} = |Z_{ij}|e^{i\phi}$  mit  $i, j \in \{x, y\}$ ) und frequenzabhängig.

In der Magnetotellurik liegt im Allgemeinen die  $x$ -Achse des Messsystems in Nord-Süd-Richtung des erdmagnetischen Hauptfeldes und die  $y$ -Richtung senkrecht dazu, also in magnetischer Ost-West-Richtung. Daraus ergibt sich ein rechtshändiges Koordinatensystem mit  $x$  positiv nach magnetisch Nord,  $y$  positiv nach magnetisch Ost und  $z$  positiv nach unten.

Die zugehörige Phase der komplexen Tensorelemente ist

$$\phi_{ij}(\omega) = \arctan \frac{\Im(Z_{ij})}{\Re(Z_{ij})}. \quad (3.14)$$

### 3.2.1 Spezialfälle eindimensionaler und zweidimensionaler Untergrund

#### Der 1D-Fall

Im 1D-Fall ist die Leitfähigkeit nur von der Tiefe abhängig,  $\sigma = \sigma(z)$ . Dann ergibt sich aus der Diffusionsgleichung zusammen mit den Maxwell-Gleichungen, dass zum einen die Hauptdiagonalelemente des Tensors  $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$  sind und außerdem  $Z_{xy} = -Z_{yx}$  gilt.

#### Der 2D-Fall

Betrachtet man nun einen zweidimensionalen Untergrund, in dem  $\sigma = \sigma(x, z)$  ist, also von einer horizontalen Raumrichtung (hier  $x$ ) und von  $z$  abhängt, dann verschwindet in den Maxwell-Gleichungen die Ableitung nach  $y$ , d. h.  $\partial F / \partial y = 0$ . Aus 3.1 und 3.2 erhält man so zwei entkoppelte Gleichungssysteme (Peter, 1994; Friedrichs, 1998):

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} &= \mu_0 \sigma E_y & \frac{\partial B_y}{\partial x} &= \mu_0 \sigma E_z \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\frac{\partial B_z}{\partial t} & \frac{\partial B_y}{\partial z} &= -\mu_0 \sigma E_x \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} &= \frac{\partial B_x}{\partial t} & \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{\partial B_y}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Die Gleichungen auf der linken Seite enthalten hier nur noch die horizontale E-Feld-Komponente  $E_y$  parallel zum Leitfähigkeitskontrast sowie das dazu senkrechte horizontale Magnetfeld  $B_x$  und das vertikale Magnetfeld  $B_z$ . Diesen Fall bezeichnet man auch als E-Polarisation oder TE-Mode.

Die rechte Seite von 3.15 wird dagegen als B-Polarisation oder TM-Mode bezeichnet. Hier treten das parallel zum Leitfähigkeitskontrast schwingende magnetische Feld  $B_y$  und die dazu senkrechte E-Feld-Komponente  $E_x$  auf sowie ein vertikales elektrisches Feld  $E_z$ .

Streicht die Leitfähigkeitsanomalie tatsächlich in  $x$  oder  $y$ -Richtung, so sind die Hauptdiagonalelemente  $Z_{xx}$  und  $Z_{yy}$  des Impedanztensors (Gl. 3.13) gleich Null (vgl. Gln. 3.15 und 3.9) und man erhält für die Nebendiagonale zwei im Allgemeinen unterschiedliche Tensorelemente. Ersteres ist jedoch bei realen Messungen selten der Fall. Das Messkoordinatensystem weicht normalerweise um einen gewissen Winkel  $\theta_s$  vom geologischen Streichen der Leitfähigkeitsanomalie ab, d. h.  $\theta_s$  ist im Allgemeinen von  $0^\circ$  oder  $90^\circ$  verschieden. Die Felder und damit der Impedanztensor lassen sich dann durch eine Hauptachsentransformation gemäß Gl. 3.16 drehen, so dass die Hauptdiagonalelemente wieder verschwinden.

$$\mathbf{Z}' = \mathbf{R} \mathbf{Z} \mathbf{R}^T \quad (3.16)$$

mit der Rotationsmatrix

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos \theta_s & \sin \theta_s \\ -\sin \theta_s & \cos \theta_s \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

$\theta_s$  ist dabei frequenzunabhängig. In der Praxis werden  $Z'_{xx}$  und  $Z'_{yy}$  jedoch nie exakt verschwinden, so dass das folgende Minimierungsproblem zu lösen ist:

$$\left| Z'_{xx} \right|^2 + \left| Z'_{yy} \right|^2 = \text{Min.}$$

Zur Ermittlung des optimalen Streichwinkels gibt es mehrere Verfahren, von denen hier nur die Methode nach Bahr (1988) erwähnt werden soll, die im folgenden auch auf die Daten angewandt wurde. Danach lässt sich der Winkel nach

$$\theta_s = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{\Im(S_2 S_1^*) - \Im(D_2 D_1^*)}{\Im(D_1 S_1^*) + \Im(D_2 S_2^*)} \right) \quad (3.18)$$

mit  $S_1 = Z_{xx} + Z_{yy}$ ,  $S_2 = Z_{xy} + Z_{yx}$ ,  $D_1 = Z_{xx} - Z_{yy}$  und  $D_2 = Z_{xy} - Z_{yx}$  berechnen. Das \* steht für konjugiert komplexe Werte. Der so berechnete Streichwinkel ist phasensensitiv, d. h. er ist unbeeinflusst von so genannten *Static-Shift*-Effekten. Diese werden im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

#### Der 3D-Fall

Im Fall einer 3D-Anomalie im Untergrund, sind alle Tensorelemente besetzt und es lässt sich kein frequenzunabhängiger Drehwinkel berechnen, so dass die Hauptdiagonalelemente gegenüber den Nebendiagonalelementen auch nicht vernachlässigbar sind.

In der Realität existiert hingegen oft eine großräumige 2D-Leitfähigkeitsanomalie mit lokalen 3D-Anomalien. Hier kann zwar ein Drehwinkel berechnet werden. Dieser ist im Allgemeinen infolge der 3D-Effekte frequenzabhängig, spiegelt jedoch, abhängig von der Stärke des 3D-Einflusses, die Richtung der 2D-Struktur wider. Die Tiefenlage, das räumliche Ausmaß und die Stärke der 3D-Anomalie bestimmen dabei den Frequenzbereich, der durch sie beeinflusst wird.

### 3.2.2 Galvanische Verzerrung

In MT-Messungen werden oft galvanische Verzerrungen beobachtet, die durch kleinräumige Heterogenitäten in der Leitfähigkeitsstruktur nahe der Erdoberfläche verursacht werden. Diese verändern die Richtung und Stärke des elektrischen Feldes am Messpunkt. Dies wird hervorgerufen durch Ladungsansammlungen an den Grenzen der Leitfähigkeitsanomalie während des Stromflusses durch die Heterogenität oder aber auch durch die Topographie nahe des Messpunktes. Das sekundäre elektrische Feld, das durch die Ladungsansammlung produziert wird, verzerrt das Muster des regionalen Stromflusses in einem begrenzten Gebiet um die Heterogenität. Bei Periodenwerten oberhalb eines Schwellwertes werden die induktiven Effekte innerhalb solch einer kleinräumigen Heterogenität vernachlässigbar verglichen mit der induktiven Antwort der regionalen Leitfähigkeitsstruktur. Für Perioden oberhalb des Schwellwertes ist die Verzerrung daher periodenunabhängig. Das bedeutet, dass zwar die Amplitude des elektrischen Feldes stark verzerrt werden kann, die Phasenbeziehung zwischen elektrischem und magnetischem Feld jedoch nicht beeinflusst wird. Dieser Effekt bewirkt eine Verzerrung des Impedanztensors und wurde von Larsen (1977) als *static shift* bezeichnet. Er macht sich z. B. in den Sondierungskurven (scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase, siehe Kapitel 3.4.1) dahingehend bemerkbar, dass die Werte für den scheinbaren spezifischen Widerstand um einen frequenzunabhängigen Faktor auf der Widerstandsachse nach oben oder unten verschoben werden, während die Phasen unverändert bleiben. Beschrieben wird der *static shift* in allgemeiner Form durch den folgenden linearen Zusammenhang.

Für Perioden oberhalb des Schwellwertes kann das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  als lineare Funktion des regionalen elektrischen Feldes  $\mathbf{E}_R$  (d. h. des Feldes, das man messen würde, wenn keine kleinräumige Heterogenität vorhanden wäre) dargestellt werden:

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{D} \mathbf{E}_R(\omega) \quad (3.19)$$

Dabei ist  $\mathbf{D}$  der Verzerrungstensor, eine reelle  $2 \times 2$ -Matrix und  $\omega$  die Kreisfrequenz. Das bedeutet die galvanische Verzerrung kann als Superposition des regionalen Feldes und des infolge der Leitfähigkeitsanomalie "gestörten" elektrischen Feldes betrachtet werden, welches sich in Phase mit dem regionalen Feld befindet.

In kartesischen Koordinaten kann der Verzerrungstensor als Matrix

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

geschrieben werden, dessen Komponenten  $d_{ij}$  allesamt unbekannt sind und vom Messpunkt sowie der Form und Leitfähigkeit der Heterogenität abhängen.

Das magnetische Feld ist (im Allgemeinen) nicht von derartigen Verzerrungen betroffen.

$$\mathbf{B}(\omega) = \mathbf{B}_R(\omega) \quad (3.21)$$

Nachfolgend werden die Auswirkungen einer galvanischen Verzerrung auf den Impedanztensor  $\mathbf{Z}$  betrachtet. Dieser repräsentiert die Amplituden- und Phasenbeziehungen zwischen den beobachteten horizontalen Komponenten von elektrischem und magnetischem Feld und ist laut (3.13) definiert durch:

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{Z}(\omega) \mathbf{B}(\omega)$$

Analog gilt für den regionalen Impedanztensor  $\mathbf{Z}_R$ :

$$\mathbf{E}_R(\omega) = \mathbf{Z}_R(\omega) \mathbf{B}_R(\omega). \quad (3.22)$$

Mit 3.13, 3.19, 3.21 und 3.22 folgt

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{D} \mathbf{E}_R(\omega) = \mathbf{D}(\mathbf{Z}_R(\omega) \mathbf{B}_R(\omega)) = (\mathbf{D} \mathbf{Z}_R(\omega)) \mathbf{B}(\omega).$$

Daraus ergibt sich für die Beziehung zwischen dem beobachteten (verzerrten) und dem regionalen Impedanztensor

$$\mathbf{Z}(\omega) = \mathbf{D} \mathbf{Z}_R(\omega). \quad (3.23)$$

### 3.3 Bestimmung der Impedanztensoren aus den gemessenen Feldern

Grundlage für die Bestimmung der Elemente des Impedanztensors  $\mathbf{Z}$  ist die Grundgleichung 3.13 der MT. Zunächst zerlegt man die gemessenen Zeitreihen in  $n$  Abschnitte. Desweiteren wird ein mittlerer Impedanztensor für jeweils einen kleinen Periodenbereich ermittelt. Dazu werden  $m$  benachbarte Frequenzen zu einer Zielfrequenz gemittelt. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Einzelstationsanalyse (single-site-Methode) geht

### 3.3 Bestimmung der Impedanztensoren aus den gemessenen Feldern

man davon aus, dass zwei Kanäle fehlerfrei gemessen wurden. Da die magnetischen Felder im allgemeinen weniger gestört sind als die elektrischen, nimmt man an, dass statistisches Rauschen nur in den elektrischen Komponenten auftritt. So ergibt sich z. B. für die Nordkomponente des elektrischen Feldes ein Gleichungssystem mit den zwei Unbekannten  $Z_{xx}$  und  $Z_{xy}$ :

$$E_{xi} = Z_{xx}B_{xi} + Z_{xy}B_{yi} + R_{xi}, \quad (3.24)$$

mit  $i = 1..N$  und  $N = n \cdot m$ . Das Residuum  $R_{xi}$  steht für das mit dem Magnetfeld unkorrelierte Rauschen im elektrischen Feld. Damit kann ein Fehlerausgleich durch lineare multiple Regression durchgeführt werden. Durch die sogenannte Methode der kleinsten Quadrate wird die Summe der Fehlerquadrate im elektrischen Feld minimiert, d. h.  $\sum_i |R_{xi}|^2 \rightarrow 0$  (Sims et al., 1971). Damit ergibt sich z. B. für  $Z_{xy}$  folgende Lösung:

$$Z_{xy} = \frac{[E_x B_y^*][B_x B_x^*] - [E_x B_x^*][B_x B_y^*]}{[B_x B_x^*][B_y B_y^*] - [B_x B_y^*][B_y B_x^*]}. \quad (3.25)$$

[.] bezeichnet dabei die Gauß'sche Summenschreibweise  $[XY^*] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i Y_i^*$  und \* steht für konjugiert komplex. In der Praxis sind natürlich selten nur die elektrischen Felder fehlerbehaftet. Tritt z. B. auch unkorreliertes Rauschen in der Eingangskomponente  $B_y$  auf, dann ist die Lösung in Gl. 3.25 in ihrem Betrag systematisch zu klein (Bias), da dieser Rauschanteil im quadratischen Spektrum  $[B_y B_y^*]$  im Nenner aufsummiert wird. In den Kreuzspektren wird er dagegen durch Mittelung unterdrückt (bei ausreichender Anzahl  $N$ ).

Analog werden die anderen Komponenten des Impedanztensors sowie die magnetischen Übertragungsfunktionen  $a(\omega)$  und  $b(\omega)$  (vgl. Kapitel 3.5) berechnet. Die dabei in den Lösungen auftretenden quadratischen Spektren  $[XX^*]$  und Kreuzspektren  $[XY^*]$  werden nach der Methode der Statistischen Frequenzanalyse bestimmt (Sims et al., 1971). Die gemessenen Signale werden dabei als  $N$  Realisierungen eines Zufallsprozesses aufgefasst, dessen Spektren durch Anwendung der FFT (Fast Fourier Transform), Produktbildung und anschließende Glättung berechnet werden. Glättung bedeutet dabei die Mittelung über die  $n$  Zeitabschnitte und abschnittsweises Zusammenfassen benachbarter Spektralwerte ( $m$  benachbarte Frequenzen werden zu einer Mittenfrequenz zusammengefasst).

Zusätzlich zu den vorgestellten Arbeitsschritten zur Datenanalyse, kommt im hier verwendeten sogenannten "robusten" Prozessing noch eine Datenselektion zum Einsatz. Dabei werden nach Berechnung der Übertragungsfunktionen für die einzelnen  $n$  Zeitsegmente die Werte eliminiert, die die größte Abweichung vom Mittelwert aufweisen. Das sind im Allgemeinen Abschnitte, in denen gestörte Daten vorliegen. Nach Entfernen dieser Daten werden neue Übertragungsfunktionen (und Mittelwerte) berechnet und erneut nach Ausreißern gesucht bis ein Abbruchkriterium erfüllt ist. Dies geschieht separat für jede Zielfrequenz, da verschiedene Störeinflüsse oft frequenzabhängig sind. Die so ermittelten neuen Lösungen weisen eine geringere Streuung auf.

Ganz andere Probleme ergeben sich, wenn die Störsignale in den  $E$ - und  $B$ -Feldern korreliert sind. Vor allem in industrialisierten Gebieten treten häufig durch Induktion gekoppelte magnetische und elektrische Störfelder auf. Sie besitzen eigene feste Amplituden- und Phasenbeziehungen, die sich den gesuchten Übertragungsfunktionen

überlagern. Diese können im Allgemeinen auch nicht durch ein robustes Prozessing beseitigt werden. Dafür könnte die Remote-Reference-Methode zum Einsatz kommen, für die allerdings zeitgleiche Registrierungen der horizontalen Magnetfelder an einer Referenzstation erforderlich sind (mit geeichten Uhren, z. B. GPS). Da das im Falle Islands nicht der Fall ist, kommt hier lediglich die oben beschriebene Einzelstationsanalyse zum Einsatz und auf die Remote-Reference-Technik wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen.

Die oben beschriebenen Prozessingschritte sind in Abb. 3.1 zusammenfassend dargestellt.

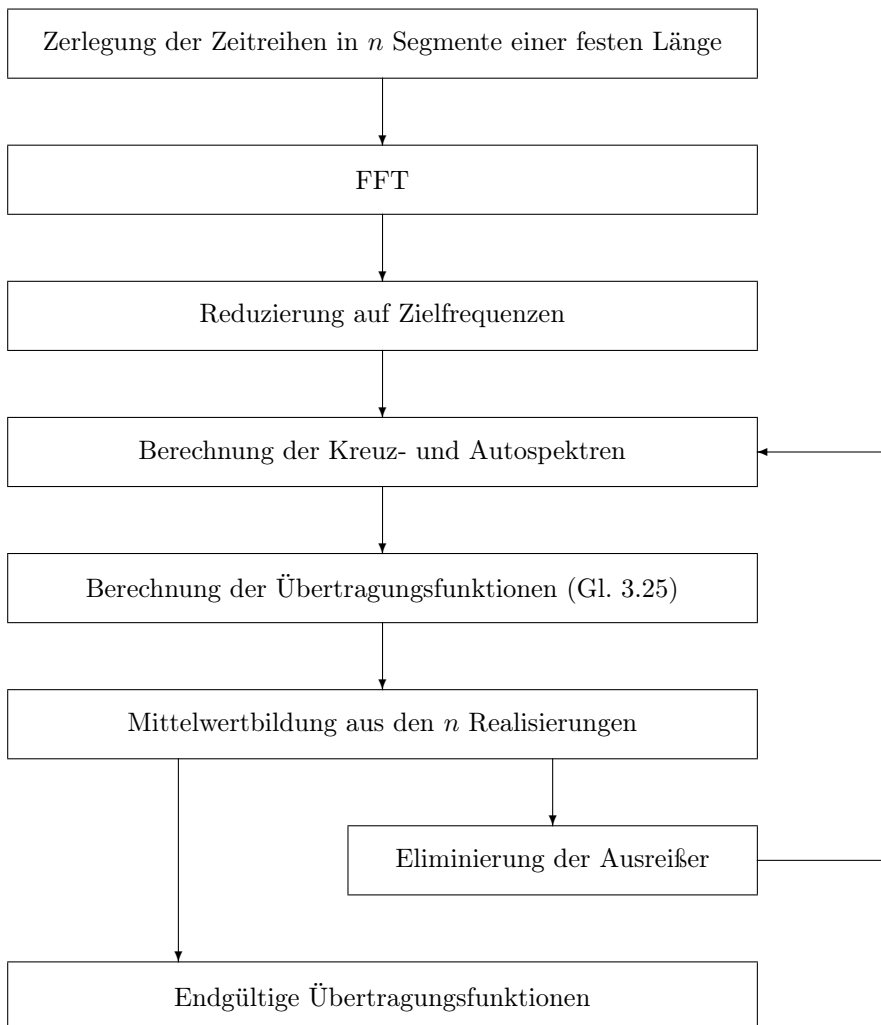


Abbildung 3.1: Flussdiagramm zur Datenanalyse

## 3.4 Darstellungsmöglichkeiten des MT-Tensors

### 3.4.1 Scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase

Im Fall des homogenen Halbraums (d. h.  $\sigma(x, y, z) = \sigma_0 = \text{const.}$ ) ergibt sich mit den Gleichungen 3.9, 3.10 sowie 3.1(rechte Formel)

$$|Z_{ij}| = \left| \frac{E_{i0}}{B_{j0}} \right| = \sqrt{\frac{\omega}{\mu\sigma_0}}, \text{ mit } i \neq j .$$

In der MT wird der Impedanztensor meist in Form von scheinbaren spezifischen Widerständen und Phasen dargestellt (vgl. z. B. Ritter (1995); Friedrichs (1998)), auch oft als Sondierungskurven bezeichnet. Die Phase der Impedanz ist dabei

$$\phi_{ij}(\omega) = \arctan \frac{\Im(Z_{ij})}{\Re(Z_{ij})} \quad \text{vgl. Gl. 3.14.}$$

Im Fall des homogenen Halbraumes ist  $\phi = 45^\circ$ . Der Widerstand des homogenen Halbraums errechnet sich dann aus (Cagniard, 1953)

$$\rho_{ij}(\omega) = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{\mu}{\omega} |Z_{ij}|^2 .$$

Für allgemeine Leitfähigkeitsverteilungen  $\sigma(x, y, z)$  muss dieser Ausdruck erweitert werden. Zur ersten groben Abschätzung der Struktur der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund ordnete Cagniard (1953) deshalb den Impedanzen scheinbare spezifische Widerstände  $\rho_a$  eines äquivalenten homogenen Halbraumes zu:

$$\rho_{a,ij}(\omega) = \frac{1}{\sigma(x, y, z)} = \frac{\mu}{\omega} |Z_{ij}|^2 . \quad (3.26)$$

### 3.4.2 Definition der Invarianten nach Weaver

Bei den Rotationsinvarianten des MT-Tensors nach Weaver et al. (2000) und Weaver et al. (2006) handelt es sich um sieben voneinander unabhängige Werte. Sie werden frequenzabhängig aus den Real- und Imaginärteilen der vier Tensorelemente wie folgt berechnet.

Wie in Gl. 3.13 beschrieben, ist der MT-Tensor  $\mathbf{Z}$  eine  $2 \times 2$ -Matrix, die durch  $\mathbf{E} = \mathbf{Z} \mathbf{B}$  bzw.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}$$

definiert ist, wobei  $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$  und  $\mathbf{B} = (B_x, B_y)$  die gemessenen komplexwertigen horizontalen elektrischen und magnetischen Felder an der Erdoberfläche sind (vgl. Kap. 3.2).

Nun werden die reellen Parameter  $\xi$  und  $\eta$  mit

$$\xi_1 + i\eta_1 = (Z_{xx} + Z_{yy})/2 \quad , \quad \xi_2 + i\eta_2 = (Z_{xy} + Z_{yx})/2 \quad (3.27)$$

$$\xi_3 + i\eta_3 = (Z_{xx} - Z_{yy})/2 \quad , \quad \xi_4 + i\eta_4 = (Z_{xy} - Z_{yx})/2 \quad (3.28)$$

### 3 Grundlagen der Magnetotellurik

eingeführt, so dass die Matrix die Form  $\mathbf{Z} = \mathbf{P} + i\mathbf{Q}$  annimmt, wobei

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \xi_1 + \xi_3 & \xi_2 + \xi_4 \\ \xi_2 - \xi_4 & \xi_1 - \xi_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \eta_1 + \eta_3 & \eta_2 + \eta_4 \\ \eta_2 - \eta_4 & \eta_1 - \eta_3 \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

Bei Rotation des Koordinatensystems um den Winkel  $\theta$  (positiv im Uhrzeigersinn) erhält man für den MT-Tensor  $\mathbf{Z}' = \mathbf{R}\mathbf{Z}\mathbf{R}^T = \mathbf{P}' + i\mathbf{Q}'$  im rotierten System mit der Rotationsmatrix

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}.$$

Damit sind

$$\mathbf{P}' = \begin{pmatrix} \xi_1 + \xi_2 \sin 2\theta + \xi_3 \cos 2\theta & \xi_4 - \xi_3 \sin 2\theta + \xi_2 \cos 2\theta \\ -\xi_4 - \xi_3 \sin 2\theta + \xi_2 \cos 2\theta & \xi_1 - \xi_2 \sin 2\theta - \xi_3 \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

und

$$\mathbf{Q}' = \begin{pmatrix} \eta_1 + \eta_2 \sin 2\theta + \eta_3 \cos 2\theta & \eta_4 - \eta_3 \sin 2\theta + \eta_2 \cos 2\theta \\ -\eta_4 - \eta_3 \sin 2\theta + \eta_2 \cos 2\theta & \eta_1 - \eta_2 \sin 2\theta - \eta_3 \cos 2\theta \end{pmatrix}. \quad (3.31)$$

Wie bei Weaver et al. (2000) ausgeführt, handelt es sich beim Imaginärteil der Determinante von  $\mathbf{Z}$

$$I = \xi_1\eta_1 - \xi_2\eta_2 - \xi_3\eta_3 + \xi_4\eta_4 \equiv \Im(\det(\mathbf{Z}))/2, \quad (3.32)$$

um eine Rotationsinvariante, aus der wiederum die dimensionslosen Parameter

$$d_{ij} = (\xi_i\eta_j - \xi_j\eta_i)/I, \quad s_{ij} = (\xi_i\eta_j + \xi_j\eta_i)/I \quad \text{mit } i, j = 1, 2 \quad (3.33)$$

abgeleitet werden, die für die Darstellung der sieben ausgewählten Invarianten hilfreich sind. Die aufgeführten Variablen werden verwendet um den Satz der sieben Invarianten zu definieren:

$$I_1 = (\xi_4^2 + \xi_1^2)^{1/2} \quad (3.34)$$

$$I_2 = (\eta_4^2 + \eta_1^2)^{1/2} \quad (3.35)$$

$$I_3 = (\xi_2^2 + \xi_3^2)^{1/2}/I_1 \quad (3.36)$$

$$I_4 = (\eta_2^2 + \eta_3^2)^{1/2}/I_2 \quad (3.37)$$

$$I_5 = s_{41}I/(I_1I_2) \quad (3.38)$$

$$I_6 = d_{41}I/(I_1I_2) \quad (3.39)$$

$$I_7 = (d_{41} - d_{23})/I_0, \quad (3.40)$$



wobei

$$I_0 = \left[ (d_{12} - d_{34})^2 + (d_{13} + d_{24})^2 \right]^{1/2} \quad (3.41)$$

ist.

Diese Invarianten geben einen ersten Eindruck über die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund sowie über die Dimensionalität der Tensoren. Wie von Weaver et al. (2000) gezeigt, sind  $I_3$  und  $I_4$  immer positiv und liegen zwischen 0 und 1,  $I_5$  und  $I_6$  können Werte zwischen -1 und 1 annehmen, ebenso wie  $I_7$ , solange es nicht durch  $I_0 = 0$  unbestimmt ist.

Im 1D-Fall sind  $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 0$  sowie  $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = 0$ , so dass lediglich  $\xi_4$  und  $\eta_4$  einen Beitrag liefern (vgl. Kap. 3.2.1). Das bedeutet, dass die Invarianten  $I_3$  bis  $I_6$  sowie  $I_0$  ebenfalls Null werden, da alle  $d_{ij} = 0$  sind (Gl. 3.33).  $I_7$  ist wegen  $I_0 = 0$  nicht definiert, wobei auch der Zähler gleich Null ist. Sind die Daten eindimensional, lassen sich der scheinbare Widerstand und die Phase direkt aus den Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  berechnen:  $\rho_a = \mu_0 (I_1^2 + I_2^2) / \omega$  und  $\phi = \arctan(I_2/I_1)$ .

Im 2D-Fall muss, als notwendige Bedingung, ein Winkel  $\theta_s$  existieren, für den die Diagonalelemente von  $\mathbf{Z}$  gleich Null werden (vgl. Kap 3.2.1). Aus den Gleichungen 3.30 und 3.31 folgt für die Bedingung  $Z'_{xx} = Z'_{yy} = 0$  die Forderung

$$\xi_1 = \eta_1 = 0 \quad \text{und} \quad \tan 2\theta_s = -\xi_3/\xi_2 = -\eta_3/\eta_2 . \quad (3.42)$$

Damit sind  $I_5 = I_6 = I_7 = 0$ , da  $d_{41} = s_{41} = d_{23} = 0$ .

Liegt eine galvanische Verzerrung in einer 2D-Region vor, so werden  $I_5 \neq 0$  und/oder  $I_6 \neq 0$ . Eine Herleitung dazu findet sich bei Weaver et al. (2000). In diesem Fall ist  $I_7 = 0$  mit  $I_0 \neq 0$  und  $d_{41} = d_{23}$ . Der Streichwinkel  $\theta_s$  berechnet sich dann zu

$$\tan 2\theta_s = \frac{d_{12} - d_{34}}{d_{13} + d_{24}} . \quad (3.43)$$

Dieser Streichwinkel ist identisch, mit dem von Bahr (1988) angegebenen (siehe Gl. 3.18), der in dieser Arbeit zur Bestimmung der 2D-Streichrichtung benutzt wird. Die physikalische Bedeutung der einzelnen Invarianten wird von Weaver et al. (2000) ausführlich dargestellt und ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

### 3.4.3 Der Phasentensor

Caldwell et al. (2004) beschreiben eine Möglichkeit der Analyse magnetotellurischer Daten, die direkt auf galvanisch verzerrte Daten (siehe Kapitel 3.2.2) angewandt werden kann - unabhängig davon, welche Dimension die regionale Leitfähigkeitsstruktur aufweist. Das Verfahren gründet sich auf die Definition eines reellen  $2 \times 2$ -Phasentensors. Dieser ist unabhängig von jeder reellen (galvanischen) Verzerrung und erfordert keinerlei Annahmen über die Dimensionalität der Leitfähigkeitsstrukturen im Untergrund.

#### Definition des Phasentensors

Wird der komplexe Impedanztensor  $\mathbf{Z}$  nun in seine realen ( $\mathbf{X}$ ) und imaginären ( $\mathbf{Y}$ ) Teile aufgespalten, erhält man

$$\mathbf{Z} = \mathbf{X} + i\mathbf{Y} \quad \text{und} \quad \mathbf{Z}_R = \mathbf{X}_R + i\mathbf{Y}_R \quad (3.44)$$

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der sieben Invarianten nach Weaver et al. (2000) und ihre physikalische Interpretation

Invariante	Physikalische Interpretation
$I_1$ und $I_2$	Wenn $I_3 = I_4 = I_5 = I_6 = 0$ , dann liegt eine 1D-Struktur vor. Deren scheinbarer Widerstand beträgt $\mu_0 (I_1^2 + I_2^2) / \omega$ und die Phase ergibt sich zu $\arctan(I_2/I_1)$ .
$I_3$ und $I_4$	Falls $I_3 \neq 0$ oder $I_4 \neq 0$ sowie $I_5 = I_6 = 0$ und $I_7 = 0$ , dann sind die Bedingungen für eine 2D-Struktur mit einem Streichwinkel $\theta_s$ (vgl. Gl. 3.42) erfüllt.
$I_5$	Falls $I_3 \neq 0$ oder $I_4 \neq 0$ sowie $I_5 \neq 0$ und $I_6 = I_7 = 0$ , dann liegt eine 2D-Region vor, in der das elektrische Feld durch einen reinen Twist verzerrt ist und der Streichwinkel $\theta_s$ ist gegeben durch Gl. 3.43. Falls $I_7$ durch $I_0 = 0$ unbestimmt ist, liegt entweder eine Verzerrung in einer 1D-Region vor oder in einer 2D-Struktur, wobei die Phasen der E- und B-Polarisation gleich sind. In diesem Fall lässt sich kein Streichwinkel bestimmen.
$I_6$	Falls $I_6 \neq 0$ und $I_7 = 0$ ist, sind die Bedingungen für eine galvanische Verzerrung in einer 2D-Region mit Streichwinkel $\theta_s$ (Gl. 3.43) erfüllt.
$I_7$	Wenn $I_7$ nicht vernachlässigbar ist, liegt eine regionale 3D-Struktur vor.
$I_0$	Bei $I_0$ handelt es sich um eine zusätzliche abhängige Invariante, deren Verschwinden bedeutet, dass die Tensorelemente gleiche Argumente besitzen, so dass $I_3 = I_4$ ist und $d_{41} = d_{23}$ , d. h. dass $I_7$ nicht definiert ist.

und Gl. 3.23 kann in zwei Gleichungen umgeschrieben werden

$$\mathbf{X} = \mathbf{D} \mathbf{X}_R \quad \text{und} \quad \mathbf{Y} = \mathbf{D} \mathbf{Y}_R. \quad (3.45)$$

Da  $\mathbf{D}$  real ist, bleiben somit die grundlegenden Phasenbeziehungen zwischen den Horizontalkomponenten von elektrischem und magnetischem Feld unbeeinflusst von der Verzerrung.

Für die Definition des Phasentensors wird die Darstellung der Phase einer komplexen Zahl durch das Verhältnis von ihrem Imaginär- zu Realteil auf eine komplexe Matrix bzw. einen komplexen Tensor erweitert. D. h. der Phasentensor  $\Phi$  ergibt sich aus

$$\Phi = \mathbf{X}^{-1} \mathbf{Y}. \quad (3.46)$$

Dabei ist  $\mathbf{X}^{-1}$  die Inverse von  $\mathbf{X}$  und ebenfalls ein Tensor. Mit den Gln. 3.45 ergibt sich für die Beziehungen zwischen dem Phasentensor des beobachteten (verzerrten) und des regionalen (“wahren”) Impedanztensors

$$\begin{aligned} \Phi &= \mathbf{X}^{-1} \mathbf{Y} \\ &= (\mathbf{D} \mathbf{X}_R)^{-1} (\mathbf{D} \mathbf{Y}_R) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \mathbf{X}_R^{-1} \mathbf{D}^{-1} \mathbf{D} \mathbf{Y}_R = \mathbf{X}_R^{-1} \mathbf{Y}_R \\
 &= \mathbf{\Phi}_R.
 \end{aligned} \tag{3.47}$$

Das bedeutet, dass der gemessene und der regionale Phasentensor identisch sind und nicht von einer galvanischen Verzerrung beeinflusst werden.

Ausgeschrieben lässt sich Gl. 3.46 durch die Komponenten von  $\mathbf{X}$  und  $\mathbf{Y}$  folgendermaßen ausdrücken

$$\mathbf{\Phi} = \begin{bmatrix} \Phi_{11} & \Phi_{12} \\ \Phi_{21} & \Phi_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\det(\mathbf{X})} \begin{bmatrix} X_{22}Y_{11} - X_{12}Y_{21} & X_{22}Y_{12} - X_{12}Y_{22} \\ X_{11}Y_{21} - X_{21}Y_{11} & X_{11}Y_{22} - X_{21}Y_{12} \end{bmatrix} \tag{3.48}$$

wobei  $\det(\mathbf{X}) = X_{11}X_{22} - X_{12}X_{21}$  die Determinante von  $\mathbf{X}$  ist.  $\mathbf{\Phi}$  ist real-wertig. Die vier einzelnen Komponenten des Phasentensors sind einfache Funktionen der Komponenten des gemessenen Impedanztensors.

### Drehinvarianten des Phasentensors

Jeder nichtsymmetrische  $2 \times 2$ -Tensor ist generell durch eine Richtung und drei voneinander unabhängige Skalare charakterisiert (Bibby, 1986). Diese drei Skalarwerte müssen unabhängig vom benutzten Koordinatensystem sein, was bedeutet, dass es sich bei ihnen um Koordinaten- bzw. Drehinvarianten handelt. Die einfachste algebraische Darstellung der Tensorinvarianten sind die Spur (trace)  $\text{tr}(\mathbf{\Phi})$ , die Schiefe (skew)  $\text{sk}(\mathbf{\Phi})$  sowie die Determinante  $\det(\mathbf{\Phi})$  der Matrix. Mit Gl. 3.48 sind diese wie folgt definiert

$$\text{tr}(\mathbf{\Phi}) = \Phi_{11} + \Phi_{22} \tag{3.49}$$

$$\text{sk}(\mathbf{\Phi}) = \Phi_{12} - \Phi_{21} \tag{3.50}$$

$$\det(\mathbf{\Phi}) = \Phi_{11}\Phi_{22} - \Phi_{12}\Phi_{21}. \tag{3.51}$$

Nach Bibby (1986) sowie Bibby et al. (2005) lässt sich der Phasentensor nach Aufspaltung in seinen symmetrischen und antisymmetrischen Teil in der Form

$$\mathbf{\Phi} = \Pi_1 \begin{bmatrix} \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & -\cos 2\alpha \end{bmatrix} + \Pi_2 \begin{bmatrix} \cos 2\beta & \sin 2\beta \\ -\sin 2\beta & \cos 2\beta \end{bmatrix} \tag{3.52}$$

schreiben, wobei  $\Pi_1$ ,  $\Pi_2$  und  $\beta$  unabhängige Invarianten sind und  $\alpha$  vom gewählten Koordinatensystem abhängt. Ausgedrückt in Komponenten des Phasentensors  $\mathbf{\Phi}$  haben sie die Form

$$\Pi_1 = \frac{1}{2} \left[ (\Phi_{11} - \Phi_{22})^2 + (\Phi_{12} + \Phi_{21})^2 \right]^{1/2} \tag{3.53}$$

$$\Pi_2 = \frac{1}{2} \left[ (\Phi_{11} + \Phi_{22})^2 + (\Phi_{12} - \Phi_{21})^2 \right]^{1/2} \tag{3.54}$$

$$\beta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{\Phi_{12} - \Phi_{21}}{\Phi_{11} + \Phi_{22}} \right) \tag{3.55}$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{\Phi_{12} + \Phi_{21}}{\Phi_{11} - \Phi_{22}} \right) \tag{3.56}$$

Da gilt, dass jede Funktion der Invarianten wiederum eine Invariante ist, lässt sich nachvollziehen, dass zusammen mit den Gln. 3.49 bis 3.51 auch die Werte in den Gln. 3.53 bis 3.55 Invarianten des Tensors sind.

Und auch die folgenden beiden Ausdrücke sind dann Invarianten des Tensors

$$\Phi_{min} = \Pi_2 - \Pi_1 \quad \text{und} \quad \Phi_{max} = \Pi_2 + \Pi_1. \quad (3.57)$$

Diese beiden und der Winkel  $\beta$  (Gl. 3.55) als drei unabhängige Invarianten bilden zusammen mit dem koordinatenabhängigen Winkel  $\alpha$  (Gl. 3.56) ein vollständiges System zur Beschreibung des Tensors.  $\alpha$  ist der Winkel der Hauptachse des symmetrischen Tensors relativ zu den Koordinatenachsen und ist keine Invariante, da jede Änderung der Achsen eine entsprechende Änderung in  $\alpha$  verursacht. Unter Verwendung dieser Parameter lässt sich der Phasentensor dann auch in der Form

$$\Phi = \mathbf{R}^T(\alpha - \beta) \begin{bmatrix} \Phi_{max} & 0 \\ 0 & \Phi_{min} \end{bmatrix} \mathbf{R}(\alpha + \beta) \quad (3.58)$$

schreiben (vgl. Caldwell et al. (2004); Bibby et al. (2005)). Dabei ist  $\mathbf{R}(\alpha + \beta)$  die Rotationsmatrix

$$\mathbf{R}(\alpha + \beta) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha + \beta) & \sin(\alpha + \beta) \\ -\sin(\alpha + \beta) & \cos(\alpha + \beta) \end{bmatrix}. \quad (3.59)$$

$\mathbf{R}^T$  ist die transponierte bzw. inverse Rotationsmatrix, d. h. es gilt  $\mathbf{R}^T(\theta) = \mathbf{R}^{-1}(\theta) = \mathbf{R}(-\theta)$ .

### Visualisierung des Phasentensors

Jede reale  $2 \times 2$ -Matrix lässt sich graphisch als Ellipse darstellen. Die Parameter dieser Ellipse können vollständig durch die zuvor beschriebenen drei Invarianten  $\Phi_{min}$ ,  $\Phi_{max}$  und  $\beta$  (Gln. 3.57 und 3.55) sowie den koordinatenabhängigen Wert  $\alpha$  (Gl. 3.56) beschrieben werden. Eine ausführliche Herleitung findet sich bei Bibby et al. (2005) und Caldwell et al. (2004). Wie dort ersichtlich, entsprechen  $\Phi_{min}$  und  $\Phi_{max}$  der kleinen bzw. großen Halbachse der Ellipse.  $\alpha$  definiert die Lage einer Referenzachse relativ zur Koordinatenachse und  $\beta$  spiegelt die Rotation der Hauptachse der Ellipse bezüglich der Referenzachse wider.

In dieser Arbeit wird eine alternative Darstellungsform gewählt. Statt  $\Phi_{min}$  und  $\Phi_{max}$  werden  $\phi_{min} = \arctan(\Phi_{min})$  und  $\phi_{max} = \arctan(\Phi_{max})$  als Balken dargestellt, deren Längen den Werten von  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  entsprechen. Die Orientierung der Balken errechnet sich analog zur Ellipsendarstellung aus  $\alpha$  und  $\beta$ . Der Vorteil dieser Art der Darstellung ist eine bessere Vergleichbarkeit sowohl zwischen  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  einer Periode als auch zwischen verschiedenen Periodenwerten (vgl. dazu Häuserer (2010)).

## Die Beziehung zwischen dem Phasentensor und der Dimensionalität der Leitfähigkeitsstruktur

### 1D-Struktur

Im einfachen Fall eines eindimensional und isotrop aufgebauten Untergrundes variiert die Leitfähigkeit nur mit der Tiefe. Der Impedanztensor nimmt dann die Form

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & Z_{1D} \\ Z_{1D} & 0 \end{bmatrix} \quad (3.60)$$

an und ist somit unabhängig von der Wahl der Koordinatenachsen (vgl. Kap. 3.2.1).

Mit 3.48 ergibt sich für den Phasentensor

$$\Phi_{1D} = (Y_{1D}/X_{1D})\mathbf{I}, \quad (3.61)$$

wobei  $\mathbf{I}$  die Einheitsmatrix und  $(Y_{1D}/X_{1D}) = \Im(Z_{1D})/\Re(Z_{1D}) = \tan(\phi)$  der Tangens der ‘normalen’ MT-Phase  $\phi$  für den 1D-Fall ist. Nach der Definition des Phasentensors (Gl. 3.48) ist dann

$$\Phi_{12} = \Phi_{21} = 0 \quad \text{und} \quad \Phi_{11} = \Phi_{22} \quad (3.62)$$

Verglichen mit 3.53, 3.54, 3.55 sowie 3.57 folgen die notwendigen Bedingungen für eine regionale 1D-Struktur

$$\Pi_1 = 0 \quad (\text{d. h. } \Phi_{min} = \Phi_{max}) \quad \text{und} \quad \beta = 0. \quad (3.63)$$

Dies bedeutet, dass sich die Ellipse auf einen Kreis reduziert.  $\alpha$  bzw. die Referenzachse ist in diesem Fall unbestimmt (vgl. auch Gl. 3.56).

### 2D-Struktur

Im 2D-Fall lässt sich das Koordinatensystem so um einen Winkel  $\theta_s$  drehen, dass eine Koordinatenachse mit der Richtung der natürlichen Streichrichtung verläuft und die andere entsprechend senkrecht dazu. D. h. die Leitfähigkeit variiert dann nur in einer der beiden Horizontalrichtungen (und zusätzlich evtl. mit der Tiefe, vgl. auch Kap. 3.2.1). Nach Rotation um den Winkel  $\theta_s$  (Streichrichtung) gegenüber dem Koordinatensystem der Beobachtung, hat der Impedanztensor eine rein antidiagonale Form

$$\mathbf{Z}_R = \mathbf{R}^T(\theta_s)\mathbf{Z}'_R\mathbf{R}(\theta_s) = \mathbf{R}^T(\theta_s) \begin{bmatrix} 0 & Z'_{12} \\ Z'_{21} & 0 \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_s). \quad (3.64)$$

Mit  $\mathbf{Z}' = \mathbf{X}' + i\mathbf{Y}'$  ist der Phasentensor für den 2D-Fall

$$\begin{aligned} \Phi_{2D} &= \left\{ \mathbf{R}^T(\theta_s) \begin{bmatrix} 0 & X'_{12} \\ X'_{21} & 0 \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_s) \right\}^{-1} \mathbf{R}^T(\theta_s) \begin{bmatrix} 0 & Y'_{12} \\ Y'_{21} & 0 \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_s) \\ &= \mathbf{R}^T(\theta_s) \begin{bmatrix} Y'_{21}/X'_{21} & 0 \\ 0 & Y'_{12}/X'_{12} \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_s) \end{aligned} \quad (3.65)$$

Ein Vergleich zwischen den Gln. 3.65 und 3.58 liefert

$$\Phi_{max} = Y'_{21}/X'_{21} \quad \text{und} \quad \Phi_{min} = Y'_{12}/X'_{12} \quad \text{sowie} \quad \alpha = \theta_s.$$

Die notwendige Bedingung für den 2D-Fall ist somit  $\beta = 0$ . Die Ellipse besitzt im 2D-Fall daher Hauptachsen der Längen  $\Phi_{max}$  und  $\Phi_{min}$  und eine der beiden ist in Streichrichtung orientiert. Die Referenzachse entspricht der großen Hauptachse der Ellipse.

### 3D-Struktur

Liegt eine dreidimensionale regionale Leitfähigkeitsstruktur vor, so sind im Allgemeinen alle Invarianten des Phasentensors von Null verschieden. Betrachtet man eine zugehörige Ellipse, so liegt deren Hauptachse nun bei einem Winkel von  $\alpha - \beta$ . und stimmt nicht mehr mit der Richtung der Referenzachse überein. Der Wert von  $\beta$  könnte als

Maß dafür angesehen werden, wie stark sich die Leitfähigkeitsstruktur von einem 2D-Fall unterscheidet - je größer  $\beta$ , desto größer die Abweichung von einer 2D-Struktur. Jedoch muss bedacht werden, dass alle Kriterien, sowohl für den 1D- als auch den 2D-Fall, lediglich notwendige jedoch keine hinreichenden Bedingungen darstellen. Der Phasentensor kann unter bestimmten Voraussetzungen die Eigenschaften einer geringeren Dimensionalität als der der tatsächlichen regionalen Struktur annehmen. So kann beispielsweise der Impedanztensor (und auch der Phasentensor) einer Station, die an einer Symmetrieachse einer 3D-Struktur liegt, für einen kleinen Periodenbereich 2D-Charakteristiken aufweisen. So ist es durchaus ratsam, auch Nachbarstationen und benachbarte Perioden(bereiche) in die Überlegungen einzubeziehen (vgl. Caldwell et al. (2004)). Mehr als kleine  $\beta$ -Werte allein, weist die Gleichförmigkeit der Richtung der Hauptachse des Phasentensors über größere Periodenbereiche und mehrere Stationen auf 2D-Strukturen hin.

### 3.4.4 Vergleich zwischen Phasentensor und MT-Tensor-Invarianten

Nachfolgend wird der Zusammenhang zwischen dem Phasentensor (PT) (Caldwell et al. (2004)) und den Invarianten des MT-Tensors (Weaver et al. (2000)) nach Weaver et al. (2006) erläutert. Dafür wird zunächst Gl. 3.29 in Gl. 3.46 eingesetzt, womit sich der PT als

$$\Phi = \frac{1}{\xi_1^2 - \xi_2^2 - \xi_3^2 + \xi_4^2} \begin{bmatrix} \xi_1 - \xi_3 & -\xi_2 - \xi_4 \\ -\xi_2 + \xi_4 & \xi_1 + \xi_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta_1 + \eta_3 & \eta_2 + \eta_4 \\ \eta_2 - \eta_4 & \eta_1 - \eta_3 \end{bmatrix} \quad (3.66)$$

schreiben lässt. Mit Einführung einer Invarianten  $J_1$ , die gegeben ist durch

$$J_1 = \frac{\xi_1\eta_1 - \xi_2\eta_2 - \xi_3\eta_3 + \xi_4\eta_4}{\xi_1^2 - \xi_2^2 - \xi_3^2 + \xi_4^2} \equiv \frac{I}{I_1^2(1 - I_3^2)}, \quad (3.67)$$

und den Definitionen aus Gl. 3.33 schreibt sich der PT

$$\Phi = J_1 \begin{bmatrix} 1 + d_{13} + d_{24} & d_{12} - d_{34} - d_{41} + d_{23} \\ d_{12} - d_{34} + d_{41} - d_{23} & 1 - d_{13} - d_{24} \end{bmatrix}. \quad (3.68)$$

Werden die Koordinatenachsen einer Rotation unterworfen (vgl. Gln. 3.17 und 3.58), ergibt sich für den PT im rotierten System

$$\Phi' = J_1 \begin{bmatrix} 1 + (d_{13} + d_{24}) \cos(2\theta) + (d_{12} + d_{43}) \sin(2\theta) \\ (d_{12} + d_{43}) \cos(2\theta) - (d_{13} + d_{24}) \sin(2\theta) + I_0 I_7 \\ (d_{12} + d_{43}) \cos(2\theta) - (d_{13} + d_{24}) \sin(2\theta) - I_0 I_7 \\ 1 - (d_{13} + d_{24}) \cos(2\theta) - (d_{12} + d_{43}) \sin(2\theta) \end{bmatrix},$$

wobei hier zusätzlich die Definition der Invarianten  $I_7$  aus Gl. 3.40 verwendet wurde.

Im 2D-Fall - d. h.  $\theta = \theta_s$  - muss der Tensor  $\Phi'$  eine diagonale Form annehmen (vgl. Gl. 3.65). Das bedeutet, dass  $I_0 I_7 = 0$  und  $(d_{12} + d_{43}) \cos(2\theta_s) = (d_{13} + d_{24}) \sin(2\theta_s)$ . Daraus folgt für den Winkel  $\theta_s$

$$\tan(2\theta_s) = \frac{d_{12} + d_{43}}{d_{13} + d_{24}} = \frac{d_{12} - d_{34}}{d_{13} + d_{24}}. \quad (3.69)$$

Für den 2D-Fall lässt sich Gl. 3.68 unter Verwendung der Gln. 3.41 umformen zu

$$\Phi_{2D} = J_1 \begin{bmatrix} 1 + I_0 \cos(2\theta_s) & I_0 \sin(2\theta_s) \\ I_0 \sin(2\theta_s) & 1 - I_0 \cos(2\theta_s) \end{bmatrix}. \quad (3.70)$$

Der Phasentensor für den 2D-Fall  $\Phi_{2D}$  kann demnach vollständig durch MT-Invarianten nach Weaver et al. (2000) und den Streichwinkel  $\theta_s$  beschrieben werden. Die notwendige Bedingung für den 2D-Fall ist somit  $I_0 I_7 = 0$ , was mit den Ergebnissen aus Weaver et al. (2000) übereinstimmt.

Die Invarianten nach Weaver et al. (2000) beziehen sich auf den kompletten MT-Tensor, der durch das Vorhandensein von kleinräumigen Inhomogenitäten, im Gegensatz zum Phasentensor, galvanisch verzerrt werden kann. Nur unter der Annahme, dass keine Verzerrung vorliegt, führt eine Rotation des Impedanztensors um den Winkel  $\theta_s$  im 2D-Fall dazu, dass auch  $P'_{11} = P'_{22} = Q'_{11} = Q'_{22} = 0$  werden. Unter dieser Voraussetzung folgt aus den Gln. 3.30 und 3.31

$$\xi_1 = \eta_1 = 0 \quad \text{sowie} \quad \tan(2\theta_s) = -\frac{\xi_3}{\xi_2} = -\frac{\eta_3}{\eta_2}.$$

Die notwendige Bedingung für den 1D-Fall ist  $I_0 = 0$ , da nur dann Gl. 3.61 erfüllt werden kann.

Der 1D-Fall ohne Verzerrung erfordert zusätzlich  $P'_{12} = -P'_{21}$  und  $Q'_{12} = Q'_{21} = 0$ , was für  $\xi_2 = \eta_2 = \xi_3 = \eta_3 = 0$  erfüllt ist. Der PT aus Gl. 3.68 reduziert sich dann zu  $\Phi = J_1 \mathbf{I} = (\eta_4/\xi_4) \mathbf{I} = I_2/I_1 \mathbf{I}$  (vgl. auch Gln. 3.34 und 3.35). Im Vergleich mit Gl. 3.61 zeigt sich, dass die Phase  $\phi$  für den Impedanztensor der 1D-Region durch  $\phi = \arctan(I_2/I_1)$  gegeben ist, was wiederum mit den Herleitungen aus Weaver et al. (2000) übereinstimmt. Der zugehörige scheinbare Widerstand, der bei Weaver et al. (2000) mit  $\rho_a = \mu_0 (I_1^2 + I_2^2) / \omega$  angegeben ist, kann jedoch aus dem Phasentensor allein nicht abgeleitet werden.

### 3.5 Die vertikalen magnetischen Übertragungsfunktionen

Die magnetische Übertragungsfunktion beschreibt die lineare Beziehung zwischen der Vertikalkomponente  $B_z$  und den Horizontalkomponenten  $B_x$  und  $B_y$  des Magnetfeldes an einem Messort:

$$B_z = a B_x + b B_y \quad (3.71)$$

Ähnlich dem Impedanztensor  $\mathbf{Z}$  enthalten die magnetischen Übertragungsfunktionen  $a$  und  $b$  wertvolle Informationen über die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund (Wiese, 1962). Ihre Darstellung erfolgt üblicherweise in Form von Induktionsvektoren (Schmucker, 1970):

$$\text{Realpfeil} = a_r \mathbf{e}_x + b_r \mathbf{e}_y \quad (3.72)$$

$$\text{Imaginärpfeil} = a_i \mathbf{e}_x + b_i \mathbf{e}_y, \quad (3.73)$$

### 3 Grundlagen der Magnetotellurik

wobei  $a_r$  und  $b_r$  die Realteile und  $a_i$  und  $b_i$  die Imaginärteile der Übertragungsfunktionen  $a$  und  $b$  darstellen.  $e_x$  und  $e_y$  sind die Einheitsvektoren in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Länge und Richtung der Vektoren sind gemäß

$$\begin{aligned}c_r &= \sqrt{a_r^2 + b_r^2} & \beta_r &= \arctan \frac{b_r}{a_r} \\c_i &= \sqrt{a_i^2 + b_i^2} & \beta_i &= \arctan \frac{b_i}{a_i}\end{aligned}\tag{3.74}$$

abhängig von Stärke, Entfernung und Orientierung von lateralen Leitfähigkeitskontrasten im Untergrund. Dabei sind  $\beta_r$  und  $\beta_i$  jeweils Winkel gegen Nord, positiv nach Osten. Im 2D-Fall sind die Vektoren für Real- und Imaginärteile parallel oder antiparallel zueinander, im 3D-Fall können sie beliebige Winkel einschließen. In der hier verwendeten Konvention nach Wiese zeigt der Vektor der Realteile vom besseren zum schlechteren Leiter hin.



## 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

In den Jahren 1977–1993 wurden an ca. 200 Punkten MT-Messungen durchgeführt. Bis auf wenige Ausnahmen war der untersuchte Periodenbereich 2–1000 s. Das wichtigste Ergebnis dieser Untersuchungen war eine Zone verringerten Widerstandes in der Isländischen Kruste in Tiefen zwischen 10 km und 30 km (z. B. Beblo & Björnsson (1980); Hersir et al. (1984)). Weil diese Analysen auf relativ kurzperiodischen MT-Datensätzen basieren, ist die Untersuchungstiefe auf die Kruste beschränkt, so dass diese Daten keinen Hinweis auf eine Plumestruktur liefern. Diese könnte allerdings durch eine weitere Zone niedrigen Widerstandes in größeren Tiefen charakterisiert sein. Die elektrische Leitfähigkeit muss dabei als eine Funktion von Temperatur, Schmelzanteil und Schmelzkonnektivität aufgefasst werden (Schmeling, 1986; Roberts & Tyburczy, 1999).

In dieser Arbeit werden zunächst verschiedene 3D-Modellstudien vorgestellt, die zeigen sollen, ob es überhaupt möglich ist, eine Plumestruktur mit der MT zu detektieren. In einem weiteren Schritt werden Temperatur- und Schmelzverteilungen aus geodynamischen Modellen zur Berechnung von Widerstandsverteilungen verwendet, zu denen dann synthetische MT-Übertragungsfunktionen ermittelt werden.

### 4.1 Vorbemerkungen zu 3D-Modellen

Alle 3D-Vorwärtsmodellierungen wurden mit dem Finite-Differenzen-Algorithmus von R. L. Mackie (Mackie et al., 1993, 1994) realisiert. Dabei wurde der 1999 von J. Booker und T. Handong modifizierte Code benutzt (entsprechend den in der README-Datei des *mtd3fwd*-Programmpakets beschriebenen Anpassungen). Eine Dokumentation und Bedienungsanleitung findet sich bei Mackie & Booker (1999).

Das Hauptprogramm *mtd3fwd* benutzt als Anregung homogene elektromagnetische Felder. Es berechnet die an der Oberfläche eines dreidimensionalen Leitfähigkeits-Modells resultierenden elektrischen und magnetischen Felder. Das Modell wird durch ein kartesisches Netz von Gitternetzlinien definiert, wobei deren Abstände in allen drei Raumrichtungen variieren können. Jedem so entstehenden Block wird eine isotrope elektrische Leitfähigkeit zugeordnet. Die Wahl des Gitternetzes hat einen großen Einfluss auf die Genauigkeit der Berechnungen. Insbesondere die Leitfähigkeitsverteilungen innerhalb des Modells entscheiden über die Festlegung der Abstände der Gitternetzlinien. Besonders an hohen Leitfähigkeitskontrasten sollte das Modellgitter entsprechend fein definiert werden, da an solchen Grenzen auch die größten Gradienten in den elektromagnetischen Feldern auftreten. Es ist außerdem ratsam, für eine Leitfähigkeitsverteilung mehrere Gittervarianten zu testen, d. h. das Gitternetz schrittweise zu verfeinern. Bei einer korrekten Lösung ändert sich diese bei weiterer Verfeinerung des Netzes nicht.

Das im Programmpaket mitgelieferte Hilfsprogramm *d3\_to\_mt* ermittelt aus den in *mtd3fwd* berechneten elektrischen und magnetischen Feldkomponenten die magnetotellurische Impedanz  $\mathbf{Z}$  sowie den scheinbaren spezifischen Widerstand  $\rho_a$  und die Phase  $\phi$ . In den nachfolgenden Kapiteln werden als Modellierungsergebnisse die Nebendiagonalelemente des Impedanztensors  $\mathbf{Z}$ , d. h.  $Z_{xy}$  und  $Z_{yx}$ , in Form der scheinbaren spezifischen Widerstände  $\rho_{a,xy}$  und  $\rho_{a,yx}$  sowie der Phasen  $\phi_{xy}$  und  $\phi_{yx}$  dargestellt. In

den Modellen weist die  $x$ -Richtung zunächst positiv nach Osten und die  $y$ -Richtung positiv nach Süden. Das Modellkoordinatensystem weicht also von der allgemeinen Definition in der Magnetotellurik ab (vgl. Kapitel 3.2). Dies muss bei der Darstellung der Ergebnisse berücksichtigt werden.

Eine weitere Besonderheit ist die Verwendung der magnetischen Feldstärke  $\mathbf{H}$  anstelle des magnetischen Feldes  $\mathbf{B}$ . In den Berechnungen von  $d\beta\_to\_mt$  ist dies bereits berücksichtigt. Bei weiteren Berechnungen (z. B. Invarianten nach Weaver) müssen die Tensorelemente  $Z_{ij}$  noch durch  $\mu_0$  geteilt werden, um mit gemessenen Daten vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Außerdem verwendet der Algorithmus von Mackie et al. (1994)  $e^{-i\omega t}$  statt  $e^{+i\omega t}$  (vgl. Kap. 3.1). Um dies zu korrigieren, müssen alle Imaginärteile  $\Im(Z_{ij})$  mit  $-1$  multipliziert werden. Desweiteren ist anzumerken, dass in den 3D-Modellierungen in SI-Einheiten gerechnet wird, wohingegen die Impedanztensorelemente in der MT im Allgemeinen mit der Einheit  $\frac{\text{mV}}{\text{km nT}}$  versehen sind.

## 4.2 3D-Voruntersuchungen

Erste eigene Untersuchungen zur Auflösung der verschiedenen Leitfähigkeitsstrukturen unter Island mit der MT finden sich in Kreuzmann & Junge (2002). Nachfolgend werden ergänzend verfeinerte Modelle präsentiert.

Der Modellaufbau ist in Abb. 4.1 dargestellt, wobei oben eine Aufsicht und darunter ein Schnitt in  $y$ -Richtung gezeigt werden. Die eigentliche Insel ist durch die schwarze Linie markiert. Der Hauptteil ist  $400 \times 250$  km groß, die Halbinsel im Nordwesten noch einmal  $110 \times 110$  km. Abgesehen von den Anomalien beträgt der Widerstand in diesen Modellen  $100 \Omega\text{m}$ . Die Ausdehnung des Schelfbereichs ist durch die blaue Linie gekennzeichnet. An dieser Stelle findet eine Vergrößerung der Meerestiefe von  $200$  m (Schelfbereich) auf  $1500$  m statt (vgl. hierzu auch Abb. 2.1). Der Widerstand des Meerwassers wurde mit  $0,25 \Omega\text{m}$  angesetzt, in der unteren Darstellung von Abbildung 4.1 violett markiert. Die Ausdehnung des Plumekopfes (vgl. Abb. 4.1, unten, blauer Kasten) entspricht in diesen Modellen derjenigen des Schelfbereiches. Die lateralen Ausmaße des guten Leiters hingegen (rot dargestellt) entsprechen dem Hauptteil der Insel. Dieser befindet sich in  $15$ – $20$  km Tiefe und hat einen Widerstand von  $10 \Omega\text{m}$ .

Die Tiefenlage des Plumekopfes liegt in dieser Darstellung bei  $60$ – $80$  km. Um den Einfluss der Tiefe des Plumekopfes auf die MT-Übertragungsfunktionen zu untersuchen, wurde diese in anderen Testmodellen variiert ( $120$ – $140$  km). Auch verschiedene Widerstände für den Plumekopf wurden getestet; diese betragen wahlweise  $10 \Omega\text{m}$  oder  $30 \Omega\text{m}$ . Die in Abb. 4.1 blau gestrichelt dargestellte Struktur kennzeichnet den Plumestamm. Tests zeigten jedoch sehr schnell, dass dieser wegen der zu geringen lateralen Ausdehnung bei gleichzeitig großer Tiefe mit der MT nicht aufgelöst werden kann. Er wird nachfolgend dementsprechend nicht weiter berücksichtigt.

Um sicherzustellen, dass die anomalen Felder bis zum Modellrand abklingen und so Effekte der Modellränder zu vermeiden, wurde der Widerstand ab einer Tiefe von  $550$  km von  $100 \Omega\text{m}$  auf  $10 \Omega\text{m}$  herabgesetzt. Die Gesamttiefe der Modelle beträgt  $10.000$  km. Die gesamte laterale Ausdehnung beträgt in  $x$ - und  $y$ -Richtung jeweils rund  $7000$  km.

Die in Abbildung 4.1 grün gekennzeichneten Positionen markieren Stationen, für die nachfolgend synthetische Übertragungsfunktionen berechnet werden. Der Abstand zwi-

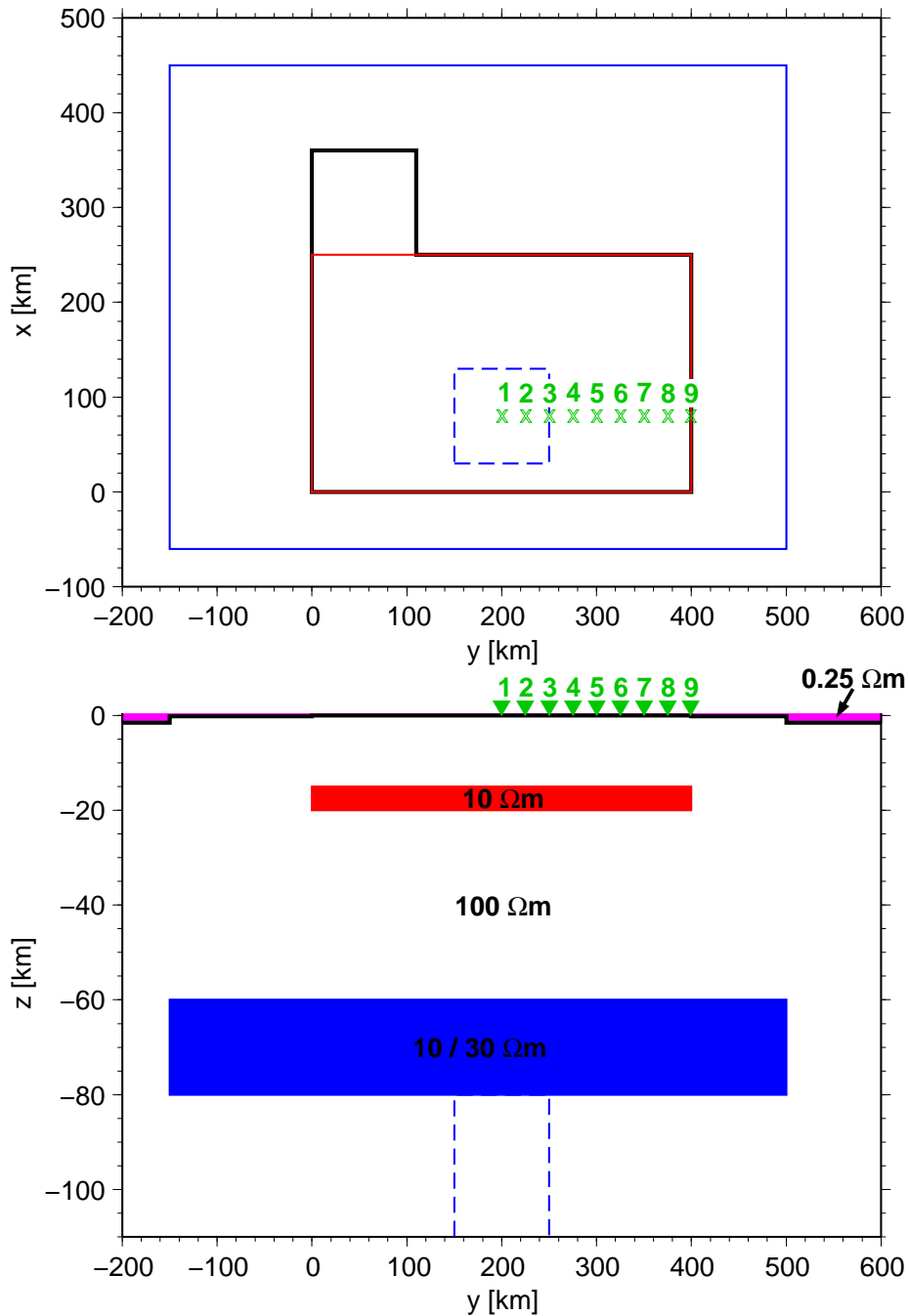


Abbildung 4.1: Darstellung der 3D-Testmodelle 3 und 4 aus Tabelle 4.1. Diese unterscheiden sich lediglich im Widerstand des Plumekopfes. Oben: Aufsicht, unten: Schnitt in y-Richtung. Rot: Krustenleiter, blau Plumekopf, blau gestrichelt: Plumestamm, violett: Meerwasser. Der Schelfbereich entspricht der lateralen Ausdehnung des Plumekopfes. Die neun Positionen, an denen synthetische Übertragungsfunktionen berechnet wurden, sind grün gekennzeichnet.

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

schen den einzelnen Punkten beträgt bis zu Station 8 jeweils 25 km. Zu Punkt 9 wurde er auf 24,5 km reduziert, so dass diese Station 500 m von der Küste entfernt ist. Station 1 liegt in y-Richtung betrachtet in der Mitte der Insel, in x-Richtung etwas dezentral.

In Tabelle 4.1 sind die untersuchten Modelle und die in ihnen enthaltenen Strukturen aufgelistet. Modell 1 enthält weder den Krustenleiter noch den Plume. Hier werden

Tabelle 4.1: 3D-Testmodelle und die in ihnen enthaltenen Strukturen.

Modell	Krustenleiter	Plumekopf	
1	–	–	–
2	10 $\Omega\text{m}$	–	–
3	10 $\Omega\text{m}$	30 $\Omega\text{m}$	60–80 km
4	10 $\Omega\text{m}$	10 $\Omega\text{m}$	60–80 km
5	10 $\Omega\text{m}$	10 $\Omega\text{m}$	120–140 km

lediglich die Einflüsse des Meerwassers untersucht. In Modell 2 kommen zusätzlich die Effekte des Krustenleiters zum Tragen. Dieser blieb in allen nachfolgenden Modellen mit 10  $\Omega\text{m}$  bei 15–20 km Tiefe unverändert. In den Modellen 3 und 4 wurde der Widerstand des Plumekopfes zwischen 10  $\Omega\text{m}$  und 30  $\Omega\text{m}$  variiert. Für den Plumekopf ist neben dem Widerstand auch die Tiefenlage angegeben. Wie zu sehen, wurde diese für Modell 5 im Vergleich zu den Modellen 3 und 4 verdoppelt.

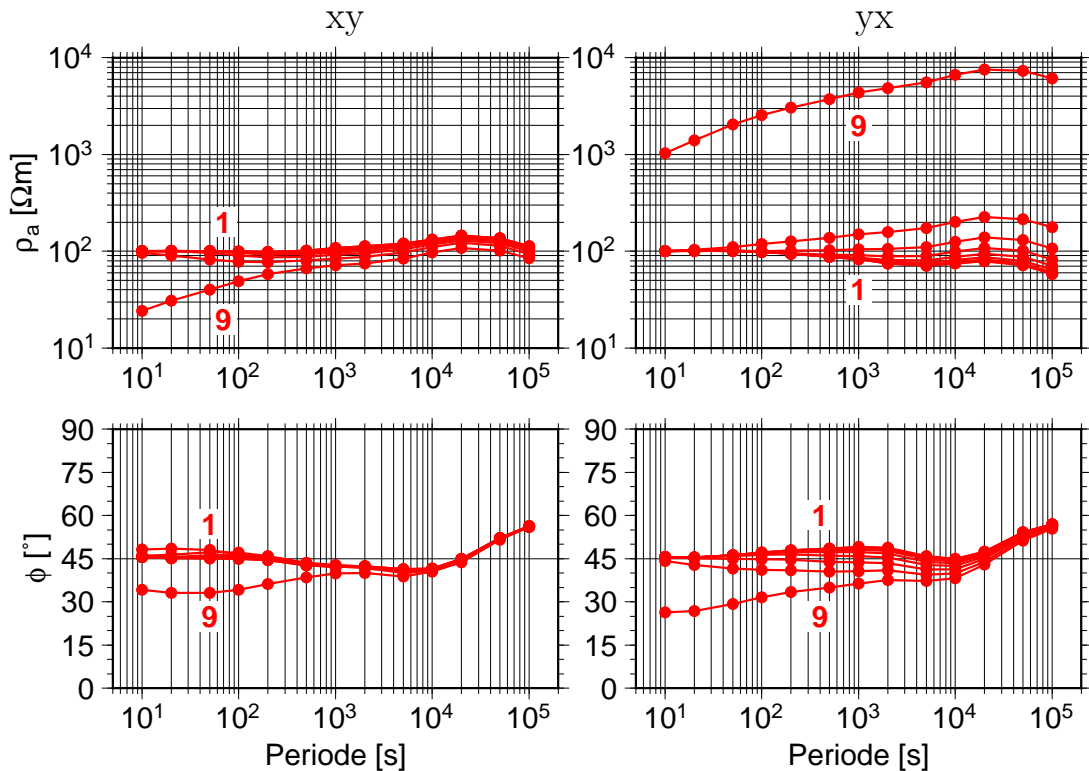


Abbildung 4.2:  $\rho_a$  und  $\phi$  der Stationen 1–9 für das 3D-Testmodell 1.

In Abbildung 4.2 sind  $\rho_a$  und  $\phi$  der xy- und der yx-Komponente für alle neun Stationen (vgl. Abb 4.1) dargestellt. Diejenigen der Stationen 1 und 9 wurden entsprechend markiert. Der Küsteneffekt wird besonders in der yx-Komponente sichtbar. Mit zunehmendem geringerem Abstand zum extrem gut leitenden Meerwasser erhöht sich der scheinbare Widerstand, angefangen bei den langen Perioden. Entsprechend sinkt die Phase bei den kurzen Perioden unter  $45^\circ$ . In der xy-Komponente zeigt sich der Einfluss des Meerwassers fast ausschließlich an Station 9 und hier auch nur bei den kürzeren Perioden.

An Station 1 hingegen würde man eigentlich eindimensionale Verhältnisse erwarten, d. h. xy- und yx-Komponente sollten identisch sein. Der laterale Leitfähigkeitskontrast Land-Ozean drückt sich jedoch auch durch eine leichte Differenz zwischen xy- und yx-Komponente aus, da diese Station ebenfalls etwas dezentral liegt. Hier ist ein leichter Küsteneffekt in den langen Perioden der xy-Komponente bemerkbar. Das Ansteigen der Phase über  $45^\circ$  sowie der entsprechende Verlauf der Widerstandskurven bei den längsten Perioden ist auf den verringerten Widerstand ab 550 km Tiefe zurückzuführen.

Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen die Unterschiede in den Übertragungsfunktionen der verschiedenen Modelle an den Stationen 1 (nahe Inselmitte) und Station 8 (25 km von der östlichen Küste entfernt). Die auffälligste Änderung in den Kurvenverläufen

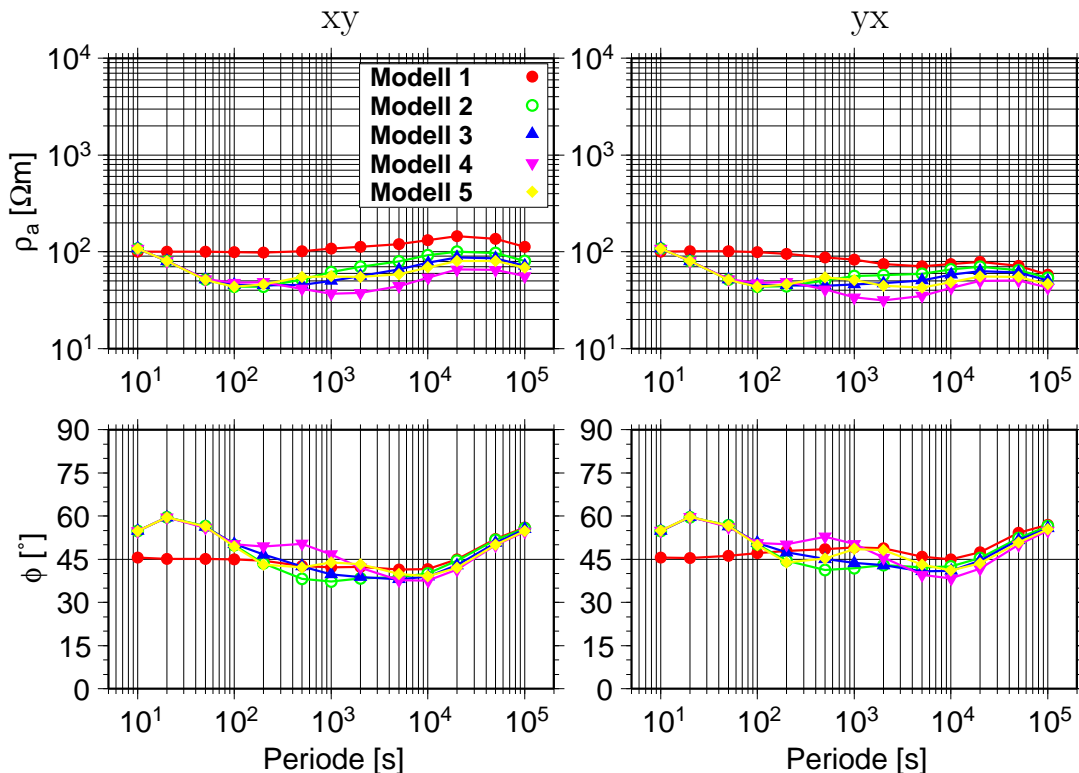


Abbildung 4.3:  $\rho_a$  und  $\phi$  für die 3D-Testmodelle 1–5 an Station 1.

ergibt sich bei Hinzunahme des Krustenleiters (vgl. Modelle 1 und 2, Abb. 4.3). Die Widerstandskurven zeigen nun ein Minimum bei ca. 100 s und die Phasenverläufe ein ausgeprägtes Maximum bei 20 s von etwas über  $60^\circ$  an Station 1. Wird ein zusätzlicher

Plumekopf in den Modellen angenommen, bleibt dieser Verlauf bis ca. 100 s identisch. Erst zu längeren Perioden hin zeigen sich Unterschiede, zunächst in den Phasen, dann auch in den Widerständen. Diese Änderungen sind für Modell 3 (Plumekopf mit  $30 \Omega\text{m}$ ) jedoch so gering, dass er praktisch nicht aufgelöst werden kann. Anders verhält es sich mit den beiden Modellen, in denen der Plumekopf einen deutlich geringeren Widerstand von  $10 \Omega\text{m}$  aufweist. Bei Modell 4 zeigt sich eine maximale Phasendifferenz von über  $10^\circ$  bei 500 s im Vergleich mit Modell 2. Auch die Unterschiede in den Widerständen von bis zu  $1/3$  Dekade durch ein zweites Minimum sind auffällig. Für Modell 5, bei dem sich der Plumekopf nun in größerer Tiefe befindet, schwächen sich dessen Einflüsse im Vergleich zu Modell 4 zwar ab, sind jedoch von den Effekten des Krustenleiters noch deutlich zu unterscheiden. Dies alles gilt auch für Station 8, die 25 km von der modellierten Küste entfernt ist (siehe Abb. 4.4).

Unterschiede zwischen den beiden Stationen 1 und 8 zeigen sich in der yx-Komponente, d. h. die Differenzen sind auf den Küsteneffekt zurückzuführen. Auch an Station 1 zeigt sich, wie bereits oben beschrieben, eine leichte Aufspaltung zwischen xy- und yx-Komponente. Bei Modell 1 wird sie ab ca. 100 s in den Phasen deutlich. Bei den anderen Modellen, die zusätzliche Strukturen, z. B. den Krustenleiter, enthalten, wird diese Phasenaufspaltung zwischen xy- und yx-Komponente zu längeren Perioden hin verschoben. Sie ist hier erst ab 500 s–1000 s sichtbar (vgl. Abb. 4.3).

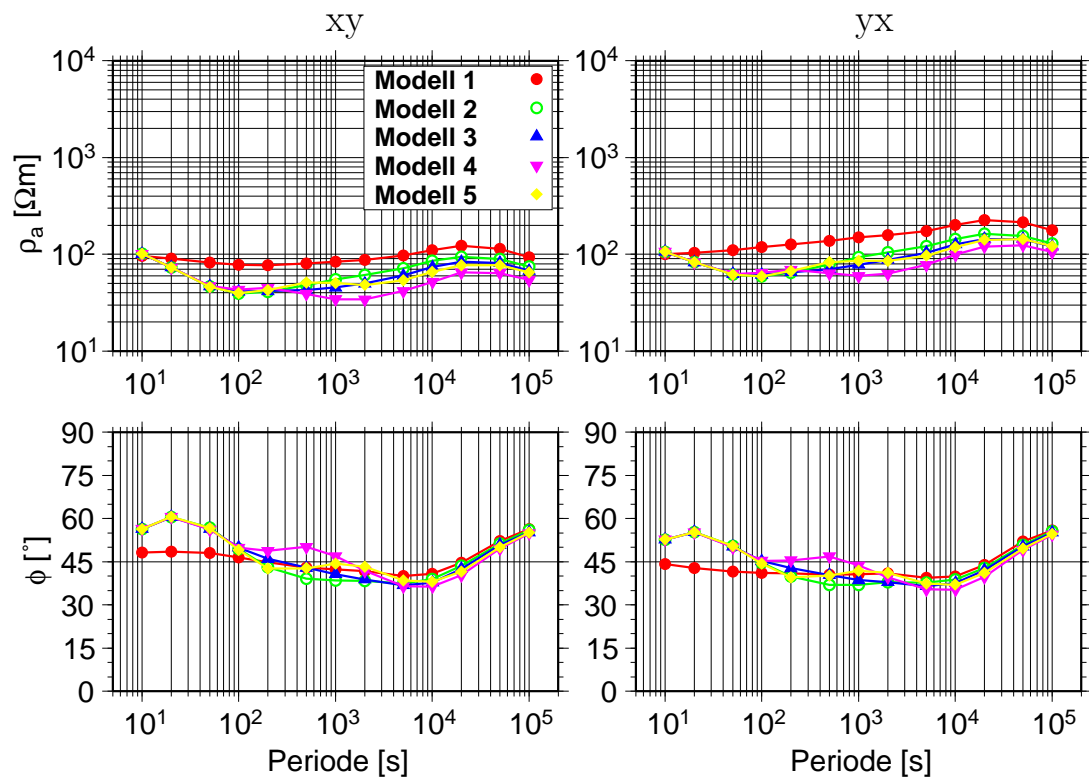


Abbildung 4.4:  $\rho_a$  und  $\phi$  für die 3D-Testmodelle 1–5 an Station 8.

Bei Station 8 zeigen sich in der yx-Komponente insgesamt niedrigere Phasen. Das führt unter anderem auch zu einem um ca.  $5^\circ$  kleineren Phasenmaximum. Desweiteren zeigen

die Phasenverläufe dieser Komponente einen deutlicheren 45°-Durchgang, insbesondere für die Modelle 4 und 5. Insgesamt wird der Küsteneffekt durch die Strukturen im Untergrund und hier besonders den Krustenleiter überlagert und etwas abgeschwächt.

### 4.3 Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP

Im "Iceland Plume Dynamics Project" (IPDP) soll unter Berücksichtigung von geodynamischen Modellen, seismischen Daten sowie seismischen und magnetotellurischen Modellen ein konsistentes Plumemodell erstellt werden (Ruedas et al., 2004; Kreutzmann et al., 2004). Dazu wurden in verschiedenen numerischen fluiddynamischen 3D-Modellen die dynamischen Prozesse und Schmelzvorgänge eines unter einem Rücken zentrierten Plumes untersucht (Ruedas et al., 2004). Unter Verwendung der Ergebnisse dieser Plumemodelle wurden in der vorliegenden Arbeit Leitfähigkeitsmodelle erstellt und daraus magnetotellurische Übertragungsfunktionen berechnet, um Vorhersagen über die Möglichkeit der Detektierbarkeit des Plumes mit Hilfe der MT zu machen.

#### 4.3.1 Geodynamische Modelle

Für ein 2-Phasen-System (festes Gestein und Schmelze) wurden in einer Modellbox von 660 km Tiefe die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie gelöst, wobei die Viskosität von Temperatur und Tiefe abhing. Der Plume wird am Boden der Modellbox initiiert und durch einen Volumenfluss von  $1.45 \text{ km}^3/\text{Jahr}$  und eine Überschusstemperatur  $\Delta T_P$  in 200 km Tiefe beschrieben. Als kinematische Randbedingung wurde an der Oberfläche ein Rücken mit einer halben Spreizungsrate von  $1 \text{ cm/Jahr}$  angenommen. Zur Krustenbildung wurde die Schmelze, die einen gegebenen kritischen Wert (Extraktionsschwellwert)  $\varphi_{\text{ex}}$  übersteigt, entzogen und auf der Oberseite des Modells angelagert. Als potentielle Temperatur des Mantels wurden  $1410^\circ\text{C}$  angenommen (für weitere Einzelheiten siehe Ruedas et al. (2004)). Ein dynamisches Plume-Referenz-Modell (DPRM (135-1)) wurde durch  $\Delta T_P(200 \text{ km}) = 136.5 \text{ K}$  and  $\varphi_{\text{ex}} = 1$  definiert.

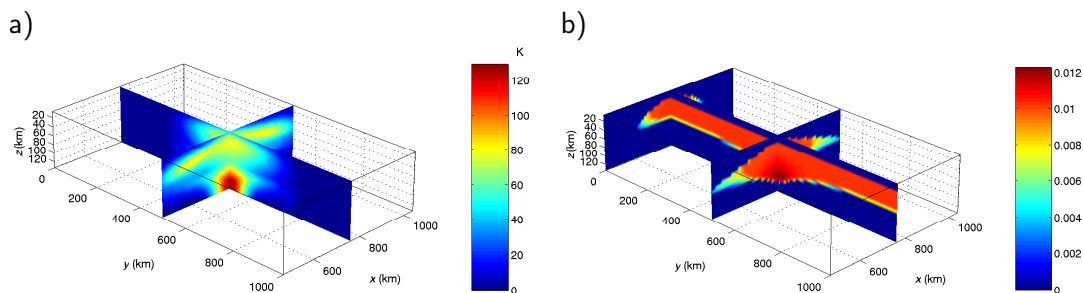


Abbildung 4.5: Dynamisches Plume-Referenz-Modell (DPRM): a) Temperaturanomalie  $T(x, y, z) - T(x, 0, z)$  im Schmelzgitter (in K); b) Schmelzanteil vor der Extraktion im Schmelzgitter. Rückenachse in  $y$ -Richtung. *Quelle: Ruedas et al. (2004).*

Abb. 4.5 zeigt das anomale Temperaturfeld diese Plumes im Vergleich zu Bereichen

mit normalem Rücken und den resultierenden Schmelzanteil. Wie in Abb. 4.5b zu sehen, gibt es sowohl in der normalen Rückenspreizungsregion, als auch in einem weit ausgedehnteren Bereich innerhalb des Plumekopfes Schmelzanteile von ungefähr 1%. Im Verlauf der Modellierungen wurden die Plumeparameter  $\Delta T_P$  und  $\varphi_{\text{ex}}$  unabhängig voneinander variiert.

In Tabelle 4.2 sind die in dieser Arbeit näher betrachteten Modelle aufgelistet (vgl. Ruedas et al. (2004)). Hier ist der Vollständigkeit halber zusätzlich die Überschusstem-

Tabelle 4.2: Geodynamische Modelle. Angegeben sind die Überschusstemperatur an der Modelluntergrenze  $\Delta T_P(z_c)$ , die Überschusstemperatur  $\Delta T_P$  in 200 km Tiefe und der Schmelzextraktionswert  $\varphi_{\text{ex}}$ .

Modell	$\Delta T_P(z_c)$ (K)	$\Delta T_P(200 \text{ km})$ (K)	$\varphi_{\text{ex}}$ (%)
DPRM (135-1)	250	136.5	1
220-1	350	220.5	1
50-1	150	52	1
135-0.1	250	136.5	0.1
135-3	250	136.5	3
135-100	250	136.5	100

peratur des Plumes an der Modelluntergrenze  $\Delta T_P(z_c)$  angegeben. Die Benennung der Modelle bezieht sich jedoch auf die Überschusstemperatur  $\Delta T_P$  in 200 km Tiefe sowie den Extraktionsschwellwert  $\varphi_{\text{ex}}$ . Abhängig von diesen Parametern wurde die resultierende Krustendicke  $h$  für (annähernd) stationäre Zustände abgeschätzt. In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse von Ruedas et al. (2004) für diejenigen Modelle aufgelistet, die später für die MT-Modellierungen benutzt werden. Dabei handelt es sich um einen Auszug aus der Tabelle von Ruedas et al. (2004).

Anhand dieser Ergebnisse wird ersichtlich, dass schon geringe Variationen der Plumeparameter zu großen Änderungen in der Krustendicke führen können. Ein typischer Wert für die Dicke der anomalen isländischen Kruste beträgt 30 bis 40 km. Die Ergebnisse von Ruedas et al. (2004) legen nahe, dass das DPRM ebenso wie Plumes mit entweder höherem  $\Delta T_P$  und höherem  $\varphi_{\text{ex}}$  oder niedrigerem  $\Delta T_P$  bei gleichzeitig niedrigerem  $\varphi_{\text{ex}}$  die beobachteten Krustendicken auf Island annähernd erklären könnten. Modelle mit hohem  $\varphi_{\text{ex}}$  jedoch können eine sinnvolle normale ozeanische Kruste nicht ausbilden, wie in Ruedas et al. (2004) diskutiert wird. Die 3D-Temperatur- und Schmelzverteilungen als Ergebnisse der dynamischen Modellierungen wurden im folgenden verwendet, um elektrische Leitfähigkeiten zu berechnen und daraus MT-Modelle zu erstellen und synthetische Übertragungsfunktionen zu bestimmen.

### 4.3.2 Gesteinsphysik: Elektrische Leitfähigkeit

Die elektrische Leitfähigkeit hängt von verschiedenen thermodynamischen Eigenschaften und Schmelzparametern ab. Jedoch sind die Temperatur, der Schmelzanteil und die Verbundenheit der Schmelze besonders wichtig. Druckeffekte haben im Allgemeinen geringe Auswirkungen, wohingegen die Zusammensetzung einen großen Effekt haben



Tabelle 4.3: Modellierungsergebnisse aus Ruedas et al. (2004).  $h_{\max}$  ist die maximale Krustendicke,  $z_{\text{sol}}$  ist die Tiefe, in der der Solidus erreicht wird. Die Überschusstemperatur in der Solidustiefe,  $\Delta T_{\text{P}}(z_{\text{sol}})$ , wird an der Mittelachse des Plumes bestimmt. Die Werte für die maximale Aufstiegs geschwindigkeit des Plumes,  $v_z$ , sind geschätzte Mittelwerte für den stationären Zustand. Die Modellnamen beziehen sich auf die Überschusstemperatur  $\Delta T_{\text{P}}(200 \text{ km})$  und den Grenzwert für den Schmelzentzug  $\varphi_{\text{ex}}$ .

Modell	$h_{\max}$ (km)	$z_{\text{sol}}$ (km)	$\Delta T_{\text{P}}(z_{\text{sol}})$ (K)	max. $v_z$ (cm/a)
<i>Plumezentrum</i>				
DPRM (135-1)	49	110	115	17
220-1	119	133	$\sim 180$	22
50-1	15	85	$\sim 40$	11
135-0.1	54	110	115	$\sim 16$
135-3	27	110	115	16
135-100	n.d.	110	115	$\sim 16$
<i>normaler Rücken</i>				
$\varphi_{\text{ex}}$ 1 %	5.6	75	–	$\sim 1$
$\varphi_{\text{ex}}$ 0.1 %	7.7	75	–	$\sim 1$
$\varphi_{\text{ex}}$ 3 %	0	75	–	$\sim 1$

kann. Allerdings wird hier von einem anfangs homogenen Plume ausgegangen und die Anomalien sollen betrachtet und verglichen werden. Im Folgenden wird beschrieben, in welcher Art und Weise die Parameter (Temperatur- und Schmelzverteilung) der geodynamischen Plumemodelle in die räumliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeiten überführt werden.

Für festes Gestein wird die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Temperatur durch die Arrheniusgleichung wiedergegeben:

$$\sigma_{\text{s}}(T) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_{\sigma}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (4.1)$$

Basierend auf Laborexperimenten von Shankland & Waff (1977) und Constable et al. (1992) ergeben sich für  $E_{\sigma} = 1,5 \text{ eV}$  als Aktivierungsenergie,  $k_{\text{B}}$  ist die Boltzmannkonstante,  $T$  ist die absolute Temperatur und  $\sigma_0 = 150 \text{ S/m}$  die asymptotisch angenäherte Leitfähigkeit bei hohen Temperaturen. Die elektrische Leitfähigkeit für basaltische Schmelzen als Funktion der Temperatur wurde von Waff & Weill (1975) und Tyburczy & Waff (1983) bestimmt. Sie ist ebenfalls durch eine Arrheniusbeziehung charakterisiert, ähnlich der von festem Olivin, die jedoch zu deutlich höheren Werten hin verschoben ist. Daher lässt sich als eine gute Approximation für die Leitfähigkeit der Schmelze schreiben:  $\sigma_{\text{f}} \simeq 400 \cdot \sigma_{\text{s}}$ . Die effektive Leitfähigkeit von partiell geschmolzenem Peridotit wurde in verschiedenen Labormessungen bestimmt (Maumus et al., 2004; Berckhemer et al., 1982; Tyburczy & Waff, 1983; Roberts & Tyburczy, 1999). Es ist jedoch schwierig, den Einfluss von Temperatur, Schmelzanteil und weiteren Parametern in diesen Messungen zu unterscheiden. Da in den geodynamischen Modellen ein

Schwellwert für den Schmelzentzug angesetzt wurde, wird nun ein Modell mit einem verringerten Grad für die Verbundenheit der Schmelze benötigt. Hier wird deshalb für die effektive Leitfähigkeit ein theoretisches Modell eines 2-Phasen-Systems verwendet (Schmeling, 1986).

In diesem Modell bildet die Schmelzphase axialsymmetrische spheroidale Einschlüsse mit zufälliger Ausrichtung. Die Form der Einschlüsse wird durch das Verhältnis der Achsen  $\mathcal{A}$  dieser Ellipsoide beschrieben. Abhängig von diesem Seitenverhältnis  $\mathcal{A}$  sowie der Anzahl und dem Volumen der Schmelztaschen, d. h. dem Schmelzanteil  $\varphi$ , kann die Wahrscheinlichkeit für das Überlappen zweier solcher benachbarter Schmelzeinschlüsse (und somit deren Verbundenheit) bestimmt werden. Hier ist  $N$  die Anzahl der Einschlüsse in der Nachbarschaft einer solchen Schmelztasche, die mit ihr überlappen oder verbunden sind. Dann definiert  $N_{\max} = 4$  die Anzahl von miteinander verbundenen Nachbareinschlüssen bei der ein vollständig verbundenes Netzwerk vorliegt. Die Verbundenheit kann definiert werden als

$$P(\mathcal{A}, \varphi) = \begin{cases} \frac{N(\mathcal{A}, \varphi)}{N_{\max}}, & N \leq N_{\max} \\ 1, & N > N_{\max} \end{cases} . \quad (4.2)$$

$N$  hängt dabei vom Schmelzanteil und vom Seitenverhältnis der Schmelzellipsoide ab und wurde empirisch bestimmt durch Schmeling (1986):

$$N(\mathcal{A}, \varphi) = \left( 5.65 + \frac{1.72}{\mathcal{A}} \right) \varphi , \quad (4.3)$$

mit  $\mathcal{A} \leq 1$ . Ist also  $N = 0$ , so sind die Schmelzeinschlüsse isoliert. Durch Krajev (1957) wurde die effektive Leitfähigkeit eines solchen Systems mit zufällig orientierten isolierten ellipsoidischen Schmelzeinschlüssen gemäß

$$\sigma_{\text{iso}} = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) , \quad (4.4)$$

bestimmt, wobei

$$\sigma_i = \sigma_s \frac{(1 - \varphi)(n_i - 1)\sigma_s + (n_i - (n_i - 1)(1 - \varphi))\sigma_f}{(n_i - 1 + \varphi)\sigma_s + (1 - \varphi)\sigma_f} ,$$

mit  $i = 1, 2, 3$ .  $\sigma_s$  und  $\sigma_f$  sind entsprechend die Leitfähigkeiten des festen Mantelgesteins und der Schmelze und

$$n_1 = n_2 = \frac{-2h^3}{h - (1 + h^2) \cot h} ,$$

$$n_3 = \frac{-h^3}{(1 + h^2)(\cot h - h)} ,$$

$$h = \sqrt{\mathcal{A}^{-2} - 1} .$$

Wenn dagegen  $N > 4$  wird, ist die Schmelze vollständig verbunden und die effektive Leitfähigkeit kann für diesen Fall durch die obere Hashin–Shtrikman Grenze  $\sigma_{\text{HS}+}$  angenähert werden (Hashin & Shtrikman, 1963):

$$\sigma_{\text{HS}+} = \sigma_f + (1 - \varphi) \left( \frac{1}{\sigma_s - \sigma_f} + \frac{\varphi}{3\sigma_f} \right)^{-1} . \quad (4.5)$$

$0 \leq P \leq 1$  als Maß für die Verbundenheit der Schmelze kann nun benutzt werden, um auch für Stadien zwischen diesen beiden Extremfällen eine gute Näherung der effektiven Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{eff}}$  zu berechnen:

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\text{HS}+}^P \cdot \sigma_{\text{iso}}^{1-P} . \quad (4.6)$$

Dabei handelt es sich um das geometrische Mittel (d. h. das arithmetische Mittel der Logarithmen, gewichtet mit  $P$  und  $(1 - P)$ ). Gleichung 4.6 wurde für Modelle mit Widerstandsnetzwerken empirisch verifiziert (Madden, 1976).

Nun kann für ein bestimmtes Seitenverhältnis die von  $T$ - und  $\varphi$  abhängige elektrische Leitfähigkeit mit Hilfe von Gl. 4.6 berechnet werden. Allerdings stellt sich die Frage, welches Achsenverhältnis für ein bestimmtes Plumemodell verwendet werden soll. In den dynamischen Plumemodellen wurden verschiedene Extraktionsschwellwerte  $\varphi_{\text{ex}}$  verwendet. Unter der Annahme, dass die Schmelze bei  $\varphi > \varphi_{\text{ex}}$  entzogen wird, hat das System für  $\varphi = \varphi_{\text{ex}}$  das Stadium der vollkommenen Verbundenheit erreicht. Diese Bedingung entspricht  $P = 1$  oder  $N = N_{\text{max}} = 4$ . Daher lässt sich unter Einsetzen von  $\varphi_{\text{ex}}$  und  $N_{\text{max}}$  in Gl. 4.3 das zugehörige Achsenverhältnis  $\mathcal{A}$  berechnen. Daraus resultieren verschiedene Achsenverhältnisse für die unterschiedlichen verwendeten Entzugsschwellwerte, die in Tabelle 4.4 zusammengefasst werden. Das Modell ohne Schmelzentzug

Tabelle 4.4: Achsenverhältnis  $\mathcal{A}$  als Funktion des Extraktionsschwellwertes  $\varphi_{\text{ex}}$

$\varphi_{\text{ex}}$ (%)	$\mathcal{A}$
0.1	0.00043
1	0.00436
3	0.01347
keine Extraktion	$>0.23$

enthält einen maximalen Schmelzanteil von 28 %; dieser Wert wurde verwendet, um das entsprechende Achsenverhältnis zu berechnen.

Abb. 4.6 zeigt den Zusammenhang zwischen der effektiven elektrischen Leitfähigkeit (normiert mit der Leitfähigkeit des festen Gesteins) in Abhängigkeit vom Schmelzanteil  $\varphi$ . Diese Kurven wurden aus den Gln. 4.3 bis 4.6 für das angegebene Verhältnis  $\sigma_f/\sigma_s = 400$  bestimmt. Die obere schwarze Kurve entspricht der oberen Hashin-Shtrikman-Grenze, während die unteren roten Kurven für das nur teilweise verbundene Schmelzsystem stehen.

Bei niedrigen Schmelzanteilen folgt die Leitfähigkeit zunächst einer der roten Kurven für die nicht- oder unvollständig verbundenen Schmelzeinschlüsse. Wenn nun der Schmelzanteil und somit der Grad der Verbundenheit steigt, erreicht die Leitfähigkeit die obere Hashin-Shtrikman-Grenze und folgt dieser Kurve, als Resultat des nun vollständig miteinander verbundenen Schmelzsystems.

Abb. 4.7 zeigt die resultierende Beziehung zwischen der effektiven Leitfähigkeit und der Temperatur für verschiedene Schmelzanteile. In Abb. 4.7a ist “*batch melting*” dargestellt während Abb. 4.7b die Abhängigkeit für drei verschiedene Werte von  $\varphi_{\text{ex}}$  zeigt. Für diese Abbildung wurde der temperaturabhängige Schmelzanteil aus dem Schmelzmodell für den dynamischen Plume (vgl. Ruedas et al. (2004)) bei einem Druck von

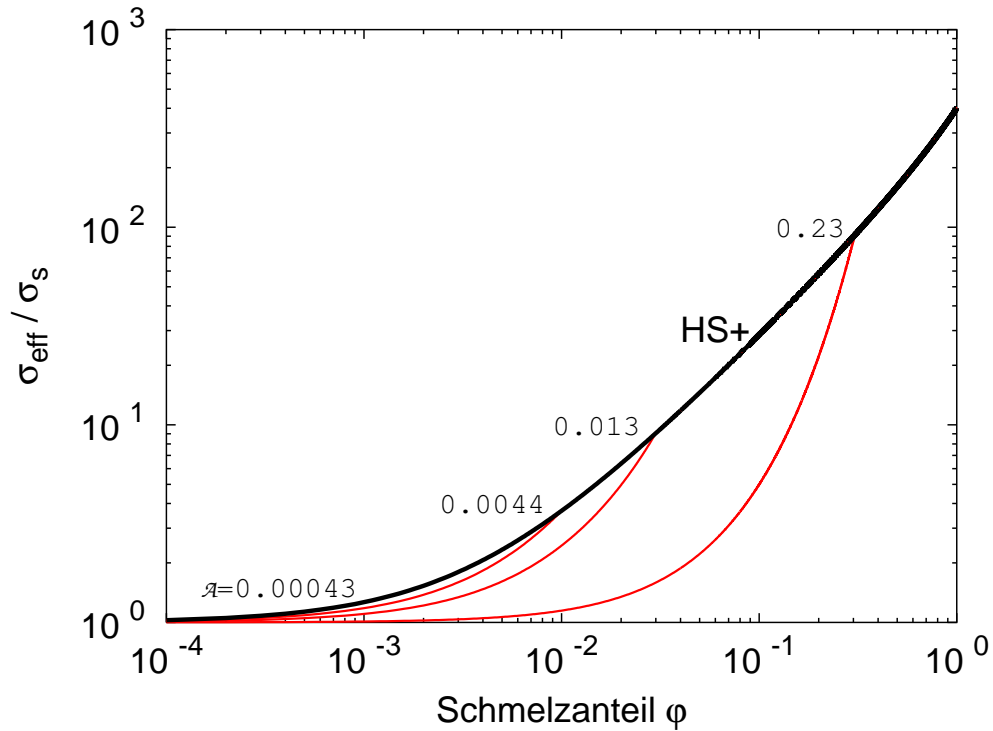


Abbildung 4.6: Mit  $\sigma_s$  normierte effektive Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{eff}}$  als Funktion des Schmelzanteils  $\varphi$  für einen variablen Grad der Verbundenheit des Schmelzsystems und verschiedene Achsenverhältnisse  $\mathcal{A}$  der Schmelzeinschlüsse (Gln. 4.3 - 4.6).  $\sigma_f / \sigma_s = 400$  und  $N_{\text{max}} = 4$ . Die roten Kurven zeigen den Fall der unvollständigen Verbundenheit des Schmelzsystems, wohingegen die schwarze Kurve die obere Hashin-Shtrikman-Grenze, d. h. vollständige Verbundenheit, darstellt. Die Leitfähigkeit folgt mit steigendem  $\varphi$  dabei zunächst einer der unteren (roten) Kurven und nach Erreichen der vollständigen Verbundenheit der oberen (schwarzen) Kurve.

1.7 GPa (entsprechend ca. 50 km Tiefe) entnommen. In Abb. 4.7 lassen sich deutlich der Subsolidus-Teil der Kurve (rechts von dem Rechteck, entspricht Gl. 4.1), der Teil für das teilweise geschmolzene Gestein für verschiedene Achsenverhältnisse (innerhalb des Rechteckes, Gl. 4.6) und die obere Hashin-Shtrikman-Kurve (gerade Linie auf der linken Seite des Rechteckes, Gl. 4.5) unterscheiden. Um die Unterschiede zwischen den einzelnen Kurven besser zu sehen, sind auf der jeweils rechten Seite von Abb. 4.7a und b die vergrößerten mittleren Teile (Rechtecke) dieser Kurven dargestellt. An dieser Stelle sei angemerkt, dass in Abb. 4.7 eine einheitliche Beziehung zwischen Temperatur und Schmelzanteil verwendet wurde (*batch melting*), während in den folgenden Modellen Temperatur und Schmelzanteil wegen des Schmelzentzuges getrennt betrachtet werden müssen.

Als Folge des Schmelzprozesses sind die festen Gesteinsresiduen an verschiedenen Mineralen verarmt. Das wahrscheinlich häufigste Mineral des oberen Erdmantels ist Olivin

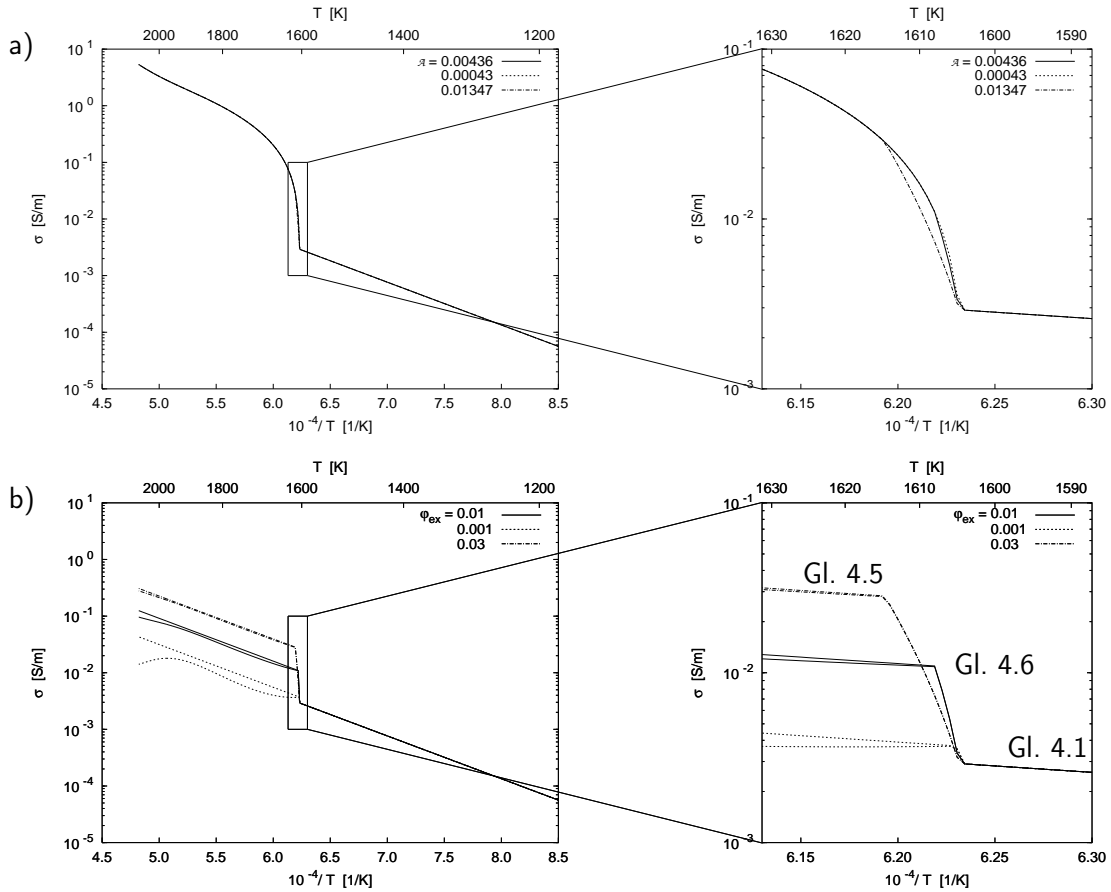


Abbildung 4.7: Elektrische Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{eff}}$ : a) Batch melting mit verschiedenen Achsenverhältnissen  $\mathcal{A}$ ; b) Aufschmelzung mit unterschiedlichen Schwellwerten für die Schmelzextraktion  $\varphi_{\text{ex}}$  und entsprechenden Achsenverhältnissen der Einschlüsse  $\mathcal{A}$  (vgl. Tabelle 4.4). Für jedes  $\varphi_{\text{ex}}$  gibt es zwei Kurven, wobei die untere geschwungene Kurve jeweils den Fall darstellt, in dem die Verarmung des Mantelgesteins berücksichtigt wurde. Auf der rechten Seite sind die vergrößerten mittleren Teile der Kurven dargestellt und die verschiedenen Stadien des Aufschmelzens (fest, teilweise geschmolzen mit verringerter Verbundenheit der Schmelzeinschlüsse, Hashin–Shtrikman-Bedingungen) sind mit den zugehörigen Gleichungen markiert.

((Mg, Fe)<sub>2</sub>[SiO<sub>4</sub>]) (Riedel & Janiak, 2011). Olivin stellt eine lückenlose Mischkristallreihe zwischen dem Eisenendglied Fayalit (Fa) und dem Magnesiumendglied Forsterit (Fo) dar. Die Zusammensetzung von Olivin wird im Allgemeinen durch Prozentangaben von Fa und Fo ausgedrückt (z. B. Fo<sub>80</sub>Fa<sub>20</sub> oder kurz Fo<sub>80</sub>). Die folgende Diskussion widmet sich der Abschätzung des Effektes der Verarmung des Mantelgesteins an Eisen auf die elektrische Leitfähigkeit.

In Tyburczy & Fislér (1995) ist die Leitfähigkeits-Temperatur-Abhängigkeit für Olivin-

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

ne verschiedener Zusammensetzung gezeigt. Für  $Fo_{80}$  und  $Fo_{90}$  ist  $\log_{10} \sigma_{sd}^{Fo_{80}} - \log_{10} \sigma_{sd}^{Fo_{90}} = 1.2$ . Daher ist

$$\frac{\partial \log_{10} \sigma_{sd}}{\partial Mg\#} \approx \frac{\Delta \log_{10} \sigma_{sd}}{\Delta Mg\#} = -12,$$

wobei  $Mg\#$  die Mg-Zahl und  $\sigma_{sd}$  die Leitfähigkeit des verarmten festen Gesteins ist. Da eisenreiche Phasen zuerst schmelzen, ist der Schmelzprozess durch eine abnehmende Fe-Zahl gekennzeichnet:

$$Fe\# = \frac{X_{Fe}}{X_{Fe} + X_{Mg}}$$

und  $Mg\# = 1 - Fe\#$ . Aus Jordan (1979, Tabelle 6) kann man ableiten, dass

$$\frac{\partial Fe\#}{\partial \varphi} = -0.12 \Rightarrow \frac{\partial Mg\#}{\partial \varphi} = +0.12,$$

wobei  $\varphi$  der Grad der Aufschmelzung (der Verarmung) ist. Damit lässt sich die Änderung von  $\log_{10} \sigma_{sd}$  mit dem Grad der Aufschmelzung  $\varphi$  schreiben als

$$\frac{\partial \log_{10} \sigma_{sd}}{\partial \varphi} = \frac{\partial \log_{10} \sigma_{sd}}{\partial Mg\#} \cdot \frac{\partial Mg\#}{\partial \varphi} = -12 \cdot 0.12 = -1.44.$$

Die Änderung von  $\log_{10} \sigma_{sd}$  mit der Temperatur ist gegeben durch

$$\frac{d \log_{10} \sigma_{sd}}{dT} = \frac{\partial \log_{10} \sigma_{sd}}{\partial \varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dT} + \frac{\partial \log_{10} \sigma_{sd}}{\partial T}. \quad (4.7)$$

Der rechte Term auf der rechten Seite ist gleichzusetzen mit  $d \log_{10} \sigma_s / dT$ , wobei  $\sigma_s$  die Leitfähigkeit für Olivin ist, die aus Gl. 4.1 berechnet wird. Zusätzlich benötigt man die Ableitung  $d\varphi/dT$ , die man aus der Differentiation der Gleichung

$$\varphi = T' + (T'^2 - 0.25) (a_0 + a_1 T'). \quad (4.8)$$

erhält, die von McKenzie & Bickle (1988, Gl. 21) angegeben wird. Daraus ergibt sich

$$\frac{d\varphi}{dT} = \frac{1}{T_1 - T_s} (1 - 0.25a_1 + 2a_0 T' + 3a_1 T'^2),$$

mit  $a_0 = 0.4256$ ,  $a_1 = 2.988$ , und

$$T' = \frac{T - \frac{(T_s + T_1)}{2}}{T_1 - T_s}$$

(McKenzie & Bickle, 1988), wobei  $T_s$  und  $T_1$  entsprechend die Solidus- und Liquidustemperaturen sind, wie sie in Ruedas et al. (2004) definiert werden. Jetzt kann Gl. 4.7 neu geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \frac{d \log_{10} \sigma_{sd}}{dT} &= -1.44 \frac{1}{T_1 - T_s} (1 - 0.25a_1 + 2a_0 T' + 3a_1 T'^2) \\ &\quad + \frac{d \log_{10} \sigma_s}{dT}. \end{aligned}$$

Mittels Intergration erhält man eine Näherungsformel

$$\sigma_{sd}(T) = \sigma_s \cdot 10^{-1.44 \frac{1}{T_1 - T_s} (1 - 0.25a_1 + 2a_0T' + 3a_1T'^2)(T - T_s)} \quad (4.9)$$

Die Werte für  $\sigma_{sd}$  wurden verwendet, um neue Werte für die Leitfähigkeit  $\sigma_{HS+}$  (Gl. 4.5) zu berechnen, die jetzt die Verarmung berücksichtigen. Die resultierende Beziehung zwischen der Leitfähigkeit und der Temperatur ist ebenfalls in Abb. 4.7b für die drei verschiedenen Werte von  $\varphi_{ex}$  dargestellt. Diese neuen Kurven verlaufen für Temperaturen oberhalb des Solidus unterhalb der Linien für den Fall ohne Verarmung. Für  $\varphi_{ex} = 0.1\%$  unduliert die Kurve und der Unterschied zu der "normalen" Kurve ist beträchtlich. Für steigende  $\varphi_{ex}$  klingen sowohl die Undulationen als auch die Differenzen ab, so dass für  $\varphi_{ex} = 3\%$  die Unterschiede vernachlässigbar sind.

### 4.3.3 Magnetotellurische Modellierungen

Unter Verwendung der Temperatur- und Schmelzverteilung, die in den dynamischen Modellen berechnet wurden, und der gesteinsphysikalischen Beziehungen aus dem vorangegangenen Abschnitt werden nun die synthetischen Verteilungen der elektrischen Leitfähigkeit für die verschiedenen Plumenmodelle berechnet. Da die magnetotellurischen Übertragungsfunktionen für einen bereits entwickelten Plume bestimmt werden sollen, müssen die verschiedenen Modelle zu entsprechenden Modellzeiten verglichen werden. Hierzu wurde der Modellzeitschritt gewählt, bei dem die Krustenproduktion einen stabilen Wert erreicht hat. In diesem Abschnitt werden zunächst die berechneten Modelle für die elektrische Leitfähigkeit dargestellt. Danach werden die Sondierungskurven, Invarianten und Phasentensoren berechnet und diskutiert.

Diese Modellstudien dienen dazu, herauszufinden, unter welchen Bedingungen ein Plume mit Hilfe von magnetotellurischen Beobachtungen detektiert werden kann. Für diese Modellierungen wurde, wie auch schon bei den Voruntersuchungen, der 3D-Finite-Differenzen-Code von Mackie et al. (1994) verwendet.

#### Widerstandsmodelle

Aus den 3D-Verteilungen von Temperatur und Schmelzanteil der geodynamischen Modelle werden unter Verwendung der Gln. 4.1 bis 4.6 die entsprechenden Werte für die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma_{eff}$  (bzw. der effektive Widerstand  $\rho_{eff} = 1/\sigma_{eff}$ ) berechnet. Da sich die Diskretisierung der geodynamischen Modelle wesentlich von der der MT-Modelle unterscheidet, müssen die Werte in das neue Modellgitter projiziert werden. Der Finite-Differenzen-Code, der für die MT-Modelle verwendet wurde (Mackie et al., 1994), fordert eine große Anzahl Zellen (d. h. eine hohe Auflösung) in der Nähe von hohen Leitfähigkeitskontrasten, wo dementsprechend große Gradienten in den elektromagnetischen Feldern entstehen. Im Fall von Island sind daher die großen Leitfähigkeitskontraste zwischen Meerwasser (4 S/m) und Land (0.001 S/m) dominierend und bestimmen in hohem Maße das Aussehen des Modellgitters.

Ausgehend vom DPRM wird zum einen der Schmelzextraktionsschwellwert variiert und zum anderen die Abhängigkeit verschiedener Plumeüberschusstemperaturen untersucht. Dies resultiert in einem Satz von Modellen: Modelle 135-0.1, 135-3 und 135-100 zeigen den Effekt des unterschiedlichen Schmelzentsuges und Modelle 50-1 und 220-1

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

beschreiben die Auswirkungen unterschiedlicher Überschusstemperaturen des Plumes. Beim DPRM handelt es sich um das Modell 135-1 (vgl. Tabelle 4.3).

Abb. 4.8a zeigt das Gitter und die Widerstandsverteilung des DPRM für die oberen 1.5 km des Island-Plateaus. Bei den dicken schwarzen Linien handelt es sich dabei um eine Vielzahl dünner Linien unterhalb der graphischen Auflösung, die die feine Gitterstruktur am Übergang zwischen Meer und Land wiedergeben bzw. die Küstenlinien markieren. Die Form von Island wurde stark vereinfacht modelliert, da auf der einen Seite jeder weitere Meer-Land-Übergang das Modell unverhältnismäßig vergrößert hätte und andererseits kleine oberflächennahe Strukturen für den verwendeten Periodenbereich nicht mehr auflösbar wären. Die drei horizontalen Schnitte in unterschiedlichen Tiefen (0, 0.9, und 1.5 km) zeigen verschiedene Widerstandsverteilungen, die grob die Bathymetrie wiedergeben. Die Meerestiefe wurde in zwei Schritten von zunächst 200 m auf 1500 m um die Insel herum erhöht. Der Abstand des 1500 m-Abfalls von der Küste ist dabei für alle Seiten unterschiedlich, da er aus Meerestiefenmessungen angenähert wurde. Das bedeutet, dass die horizontale Ausdehnung der Meerestiefe von 200 m annähernd dem Island-Plateau entspricht. Zum Vergleich zeigt Abb. 4.8b die Lage Islands im Nordatlantik mit Angabe der Meerestiefe. Die Meerestiefe wurde in zwei Schritten von zunächst 200 m auf 1500 m um die Insel herum erhöht. Der Abstand des 1500 m-Abfalls von der Küste ist dabei für alle Seiten unterschiedlich, da er aus Meerestiefenmessungen angenähert wurde. Das bedeutet, dass die horizontale Ausdehnung der Meerestiefe von 200 m annähernd dem Island-Plateau entspricht. Zum Vergleich zeigt Abb. 4.8b die Lage Islands im Nordatlantik mit Angabe der Meerestiefe.

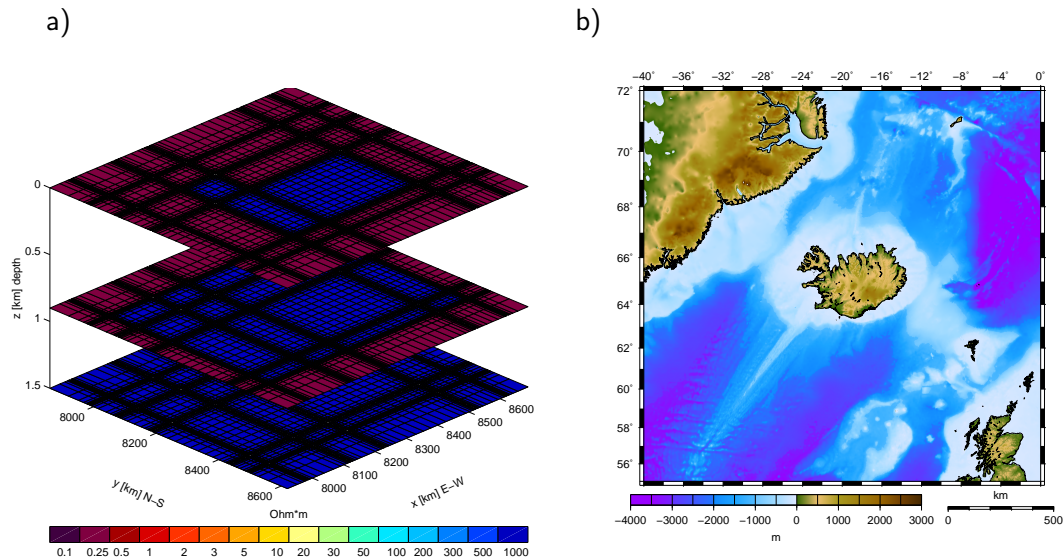


Abbildung 4.8: Widerstandsverteilungen: a) Oberflächennahe Bereiche des DPRM. Die  $x$ - und  $y$ -Skalen entsprechen dem Modellkoordinatensystem. b) Lage Islands im Nordatlantik mit Angabe der Bathymetrie. Das Island-Plateau und der Rücken mit niedrigen Meerestiefen sind dabei deutlich von dem umgebenden größeren Meerestiefen zu unterscheiden.

Die Zellenanzahl beträgt dabei in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung insgesamt 139 bzw. 133 und in  $z$ -Richtung 55. Dabei ist der modellierte Mittelatlantische Rücken parallel zur  $y$ -Achse orientiert. Island selbst erstreckt sich in  $x$ -Richtung 400 km und in  $y$ -Richtung 250 km (bzw. 360 km inklusive der Halbinsel im Nordwesten). Die aus den geodynamischen Modellen berechneten Widerstände wurden auf das MT-Modell-Gitter projiziert, aller-



dings erst für Tiefen ab 6.7 km, da das verwendete Schmelzgitter erst in dieser Tiefe beginnt. Demzufolge variiert der Widerstand unterhalb dieser Tiefe entsprechend der Verteilung von Temperatur und Schmelzanteil der geodynamischen Modelle. Allerdings wurden die Widerstände auf einen Wert von maximal  $1000 \Omega\text{m}$  begrenzt, was einem sinnvollen Wert für Basalte entspricht, d. h. für die Region der oberen Kruste wurden die Werte nachträglich herabgesetzt um unrealistisch hohe Widerstände zu vermeiden. Abb. 4.9a bis 4.9f zeigen die Widerstandsverteilungen des Referenzmodells DPRM sowie der anderen in Tabelle 4.2 aufgeführten Modelle. Dabei sind nur die besonders relevanten inneren Teile des Modells dargestellt. Da die anomalen elektrischen Felder innerhalb des Modells abklingen müssen, ist dieses wesentlich größer, was an den Achsenbeschriftungen erkennbar wird, die Modellkoordinaten angeben. Der Koordinatenursprung der Modelle liegt in der hinteren oberen Ecke, vgl. auch Kap. 4.1.

In Abb. 4.9 sind die Widerstandsverteilungen  $\rho$  jeweils für einen vertikalen Schnitt entlang der Rückenachse und zwei Schnitte senkrecht dazu dargestellt, wobei einer der letztgenannten den Plume im Zentrum schneidet und der andere weit entfernt vom Plume liegt und somit (nahezu) das normale MAR-Verhalten zeigt.

Betrachtet man nun beispielsweise die Widerstände für das Referenzmodell DPRM (Modell 135-1; Abb. 4.9a), so zeigt sich, dass der Widerstand in einer 100 km breiten Zone entlang der gesamten Rückenachse in den oberen 60 km um einen Faktor von ungefähr 0.1 verringert ist, verglichen mit dem Widerstand von normalem Mantelmaterial. Unterhalb von 60 km flacht der thermische Gradient ab und in einer Tiefe von 80 km werden normale Mantel-Widerstände erreicht. Durch den Plume wird zusätzlich ein größeres Gebiet verringerten Widerstandes erzeugt. Im zentralen Teil des Plumes werden hohe Schmelzanteile erreicht, die teilweise den Extraktionswert erreichen. So wird der Widerstand zusätzlich reduziert und nimmt nur noch Werte von 20 bis  $30 \Omega\text{m}$  an, verglichen mit ca.  $200 \Omega\text{m}$  in der gleichen Tiefe unter dem normalen ozeanischen Rücken. In dem Modell mit dem geringeren Schwellwert für den Schmelzentzug (Modell 135-0.1) zeigt sich deutlich der Einfluss des verringerten Schmelzgehaltes sowohl unter dem normalen Rücken als auch im Plumbereich (Abb. 4.9b). Außerdem ist das zentrale Gebiet mit den stark verminderten Widerständen fast vollständig verschwunden, so dass sich der Plumbereich kaum vom normalen Rücken unterscheidet. Dieses Phänomen zeigt sich auch für das Modell mit der geringeren Plumeüberschusstemperatur (Modell 50-1), wobei hier jedoch die MAR-Bereiche denen des Referenzmodells entsprechen (Abb. 4.9e). Wenn dagegen der Schmelzgehalt steigt (Modell 135-3) verringern sich die Widerstände in der zentralen Plumeregion noch deutlicher und erreichen hier zwischen 50 und 110 km Tiefe in einem 125 km durchmessenden Gebiet nur noch 10 bis  $20 \Omega\text{m}$  (Abb. 4.9c). Desweiteren verschiebt sich der Bereich der verringerten Widerstände sowohl für den Rücken als auch für den Plume in geringere Tiefen. Für erhöhte  $\Delta T_P$  dagegen (Modell 220-1) weitet sich, verglichen mit dem DPRM, die Region mit  $\rho \approx 20 \Omega\text{m}$  in alle horizontalen Richtungen und in größere Tiefen aus. Die Werte für den Widerstand bleiben jedoch in der gleichen Größenordnung (Abb. 4.9f). In dem Modell, in dem der Schmelzentzug völlig unterbunden ist (Modell 135-100), wird ein Schmelzgehalt von bis zu 28 % erreicht. Unter diesen Bedingungen vergrößert sich die Region mit den verringerten Widerständen extrem und reicht dann bis unter große Teile des angrenzenden Rückens. Die Widerstände werden dabei teilweise auf  $2\text{--}3 \Omega\text{m}$  reduziert (Abb. 4.9d).

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

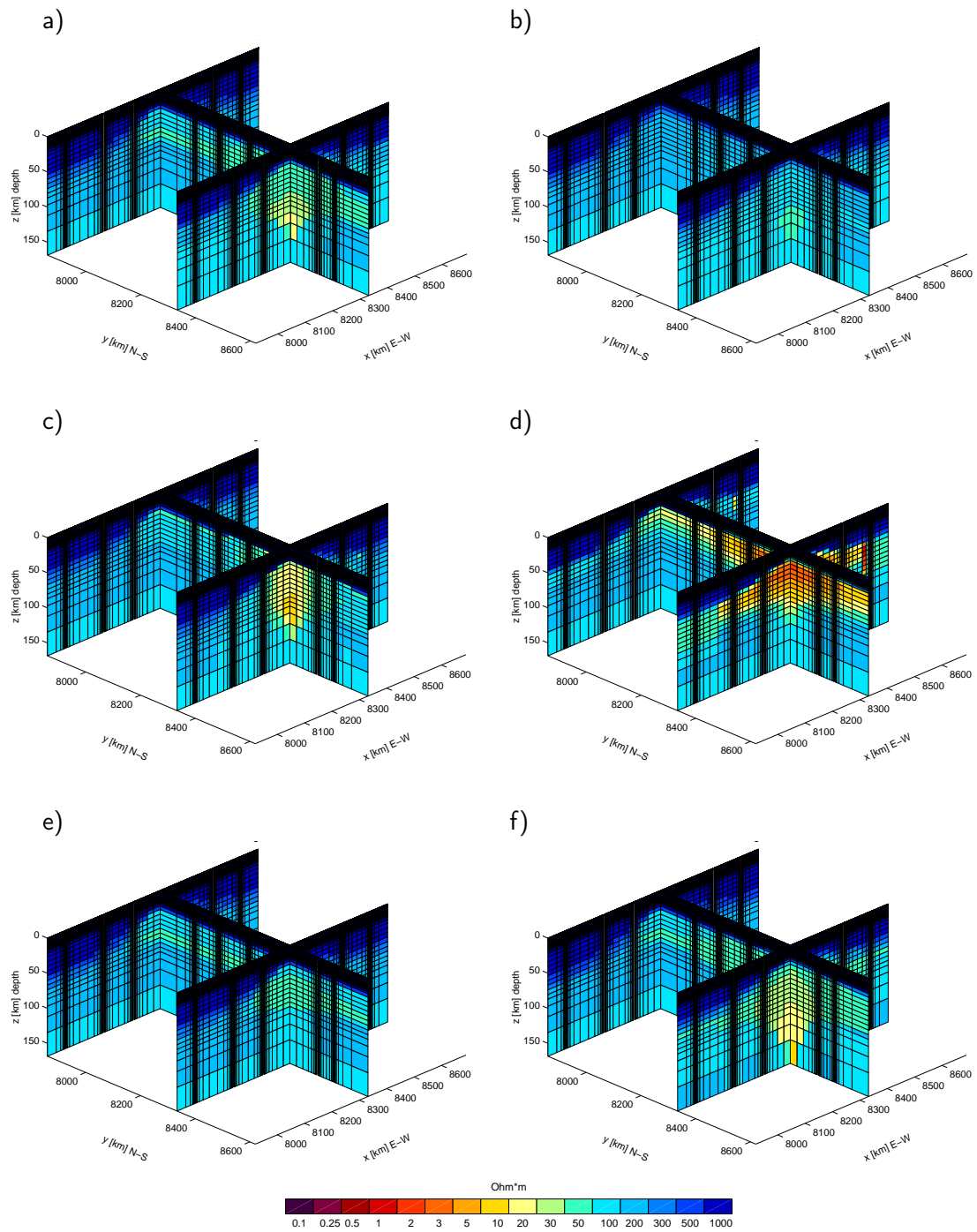


Abbildung 4.9: Widerstandverteilungen: a) DPRM; b) Modell 135-0.1; c) Modell 135-3; d) Modell ohne Segregation/Schmelzentzug; e) Modell 50-1; f) Modell 220-1. Die  $x$ - und  $y$ -Skalen entsprechen dem Modellkoordinatensystem.

Weiterhin sollen die Einflüsse der Rückenstruktur und des Plumes auf die Übertragungsfunktionen genauer untersucht werden und es soll geklärt werden, inwieweit sich diese Effekte trennen lassen. Deshalb wurden für das Referenzmodell DPRM sowie die beiden Modelle mit höherem  $\varphi_{\text{ex}}$  jeweils ein Modell ohne Plume berechnet. Dazu wurde die normale Rückenstruktur, wie sie an den Modellrändern zu finden ist (d. h.  $y = 0$  oder  $y = \text{max.}$ , vgl. Abb. 4.9), über das gesamte Modell kopiert. Im Resultat wurden so die Plume-Anteile entfernt, während die anderen Strukturen des Modells, d. h. die Insel-, die Rückenstruktur und die verringerte Leitfähigkeit in größeren Tiefen, unangetastet blieben.

Um den Einfluss einer gut leitfähigen Struktur in der Kruste auf die MT-Daten zu untersuchen, wurden in weiteren Modellläufen in das Referenzmodell DPRM entsprechende Bereiche eingefügt. Diese haben im Tiefenbereich von 10 km bis 15 km einen Widerstand von  $10 \Omega\text{m}$  und erstrecken sich einmal über das gesamte Modell und in einem zweiten Test lediglich unter der Hauptinsel (vgl. Abb. 4.10).

In den 3D-Voruntersuchungen (vgl. Kap. 4.2) lag der gute Leiter in etwas größeren Tiefen (15–20 km). Dies wurde hier nun leicht angepasst, um Rücken und Krustenleiter deutlich zu trennen und in den berechneten Parametern besser unterscheiden zu können.

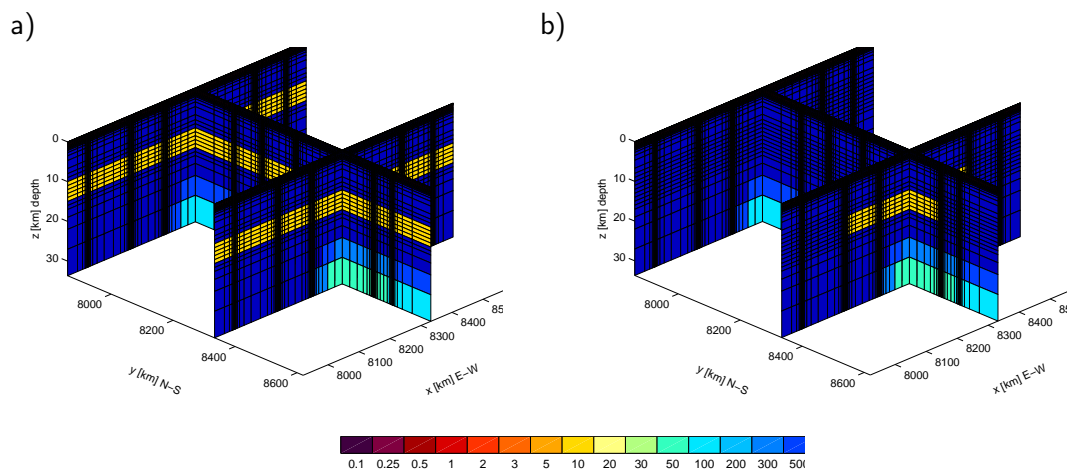


Abbildung 4.10: Widerstandverteilungen: a) DPRM mit gutem Leiter über dem gesamten Modell; b) DPRM mit gutem Leiter unter der Hauptinsel. Die  $x$ - und  $y$ -Skalen entsprechen dem Modellkoordinatensystem.

Tabelle 4.5 fasst den kompletten Satz der untersuchten MT-Modelle zusammen. Neben der Überschusstemperatur und dem Schmelzextraktionswert ist hier auch gekennzeichnet, welche Modelle keine Plumestruktur enthalten und bei welchen Modellen ein Krustenleiter hinzugefügt wurde.

### Magnetotellurische Sondierungskurven

Abb. 4.11 zeigt die scheinbaren spezifischen Widerstände  $\rho_a$  und die Phasen  $\phi$  für verschiedene Modelle. Diese Sondierungskurven wurden jeweils für das Inselzentrum,

Tabelle 4.5: MT-Widerstandmodelle, abgeleitet aus den geodynamischen Modellen des IPDP. Angegeben sind die Überschusstemperatur  $\Delta T_P$ , der Schmelzextraktionswert  $\varphi_{ex}$  sowie das Nichtvorhandensein der Plumestruktur (np) und die Ausdehnung des zusätzlichen Krustenleiters (CC).

Modell	$\Delta T_P$ (200 km) (K)	$\varphi_{ex}$	kein Plume	Krustenleiter
DPRM (135-1)	136.5	1		
220-1	220.5	1		
50-1	52	1		
135-0.1	136.5	0.1		
135-3	136.5	3		
135-100	136.5	100		
np-1	136.5	1	x	
np-3	136.5	3	x	
np-100	136.5	100	x	
135-1CC	136.5	1		unter komplettem Modell
135-1CC_I	136.5	1		unter Hauptinsel

d. h. für eine Station direkt über dem Plume bestimmt.

Für die hohen  $\rho_a$ -Werte bei kurzen Perioden sind die hohen Widerstände nahe der Oberfläche verantwortlich. Zu längeren Perioden hin dringen die Wellenfelder in immer größere Tiefen ein und erreichen somit die Bereiche mit den verringerten Widerständen. Im Falle des DPRM sinkt  $\rho_a$  von  $700 \Omega m$  bei Perioden von 10 s auf  $30 \Omega m$  für  $\rho_{a,xy}$  und  $60 \Omega m$  für  $\rho_{a,yx}$  bei den längeren Perioden. Der Unterschied zwischen den beiden Komponenten ergibt sich aus der 2D-Struktur des Rückens sowie in geringem Maße aus dem Küsteneffekt (siehe Kap. 4.2). Dementsprechend zeigen die Phasen bei Perioden um 20 s ein Maximum von ca.  $70^\circ$  und sinken im weiteren Verlauf auf  $45^\circ$  und darunter. Ebenso wie die  $\rho_a$ -Werte zeigen sie infolge der 2D-Effekte geringe Differenzen zwischen den beiden Komponenten.

Für verschiedene Überschusstemperaturen  $\Delta T_P$  (50 K, 135 K, 220 K) sehen alle Kurven sehr ähnlich aus. Dagegen ergeben sich für variierende Schmelzanteile signifikante Unterschiede: Bei Perioden zwischen 10 und 50 s unterscheiden sich die Phasen für die Modelle 135-0.1 und 135-3 um ungefähr  $10^\circ$ . Dies ist gleichbedeutend mit einem stärkeren Abfall der scheinbaren Widerstände in diesem Periodenbereich, was bei den längeren Perioden zu Unterschieden von einem Faktor von ca. 4 führt. Die Kurven für das Modell ohne Schmelzextraktion (135-100) unterscheiden sich deutlich von denen des DPRM. Die Phasen sind um  $15^\circ$  nach oben verschoben und für die längeren Perioden ist  $\rho_a$  um bis zu eine Dekade verringert.

Nun stellt sich die Frage, welche dieser Einflüsse von der Rückenstruktur und welche vom Plume stammen. In Abb. 4.12 sind deshalb die Sondierungskurven für die Modelle ohne Plume (np) zusammen mit den vorherigen Ergebnissen dargestellt. Im direkten Vergleich der jeweiligen Modellpaare für  $\varphi_{ex} = 1\%$ ,  $3\%$  und ohne Schmelzentzug zeigt sich nun der Einfluss des Plumes im Verhältnis zu dem des Rückens. Für die  $\phi_{xy}$ -Kurven ergeben sich für  $\varphi_{ex} = 1\%$  nur geringe Unterschiede von höchstens  $4^\circ$ , während die für

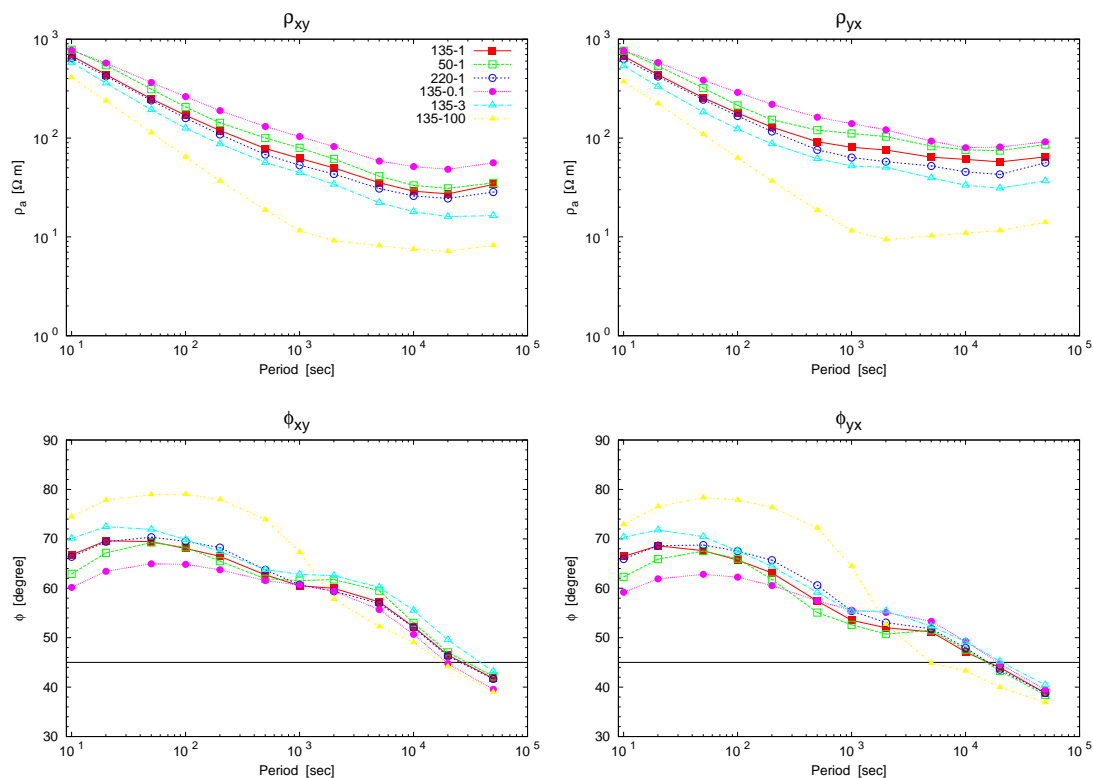


Abbildung 4.11:  $xy$ - und  $yx$ -Komponenten des scheinbaren Widerstandes  $\rho_a$  und der Phasen  $\phi$  für verschiedene 3D-MT-Modelle für eine Station im Zentrum der Insel direkt über dem Plume.

die Modelle mit  $\varphi_{ex} = 3\%$  bis zu  $8^\circ$  betragen. Signifikantere Unterschiede zeigen sich in  $\phi_{yx}$ , wo die Differenzen für  $\varphi_{ex} = 3\%$  bei Perioden von  $\leq 200$  s bis zu  $12^\circ$  betragen. Die größten Unterschiede werden wieder für das Modell ohne Schmelzzug sichtbar, das jedoch einen Extremfall darstellt und lediglich für Vergleichszwecke berechnet wurde. Generell zeigt sich wie schon zuvor in Abb. 4.11, dass hohe Phasen mit einem starken Abfall des scheinbaren Widerstandes einhergehen. Die Unterschiede zwischen den Modellen mit und ohne Plume sind dabei eher gering.

Der Einfluss eines eventuell vorhandenen guten Leiters in der Kruste auf die Sondierungskurven ist in der Abb. 4.13 dargestellt. Wie zu erwarten, hat solch eine ausgedehnte, gut leitende Struktur einen großen Effekt auf die Sondierungskurven. Der Einfluss erstreckt sich auf den gesamten hier betrachteten Periodenbereich. Der Widerstand ist bei beiden Modellen mit Krustenleiter (135-1CC und 135-1CC\_I, vgl. Tabelle 4.5) deutlich abgesenkt und die Phase fällt schnell auf  $45^\circ$  und teilweise darunter ab. Vergleicht man die beiden Modelle mit Krustenleiter, so treten diese Effekte in Modell 135-1CC, in dem sich der Krustenleiter über das gesamte Modell erstreckt, verstärkt auf. Die Widerstandskurven zeigen ein Minimum und die Phasen einen deutlichen  $45^\circ$ -Durchgang. Verglichen mit den Einflüssen, die der Plume auf die Sondierungskurven hat (vgl. Abb. 4.12), sind die Einflüsse eines solchen Krustenleiters somit um ein Viel-

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

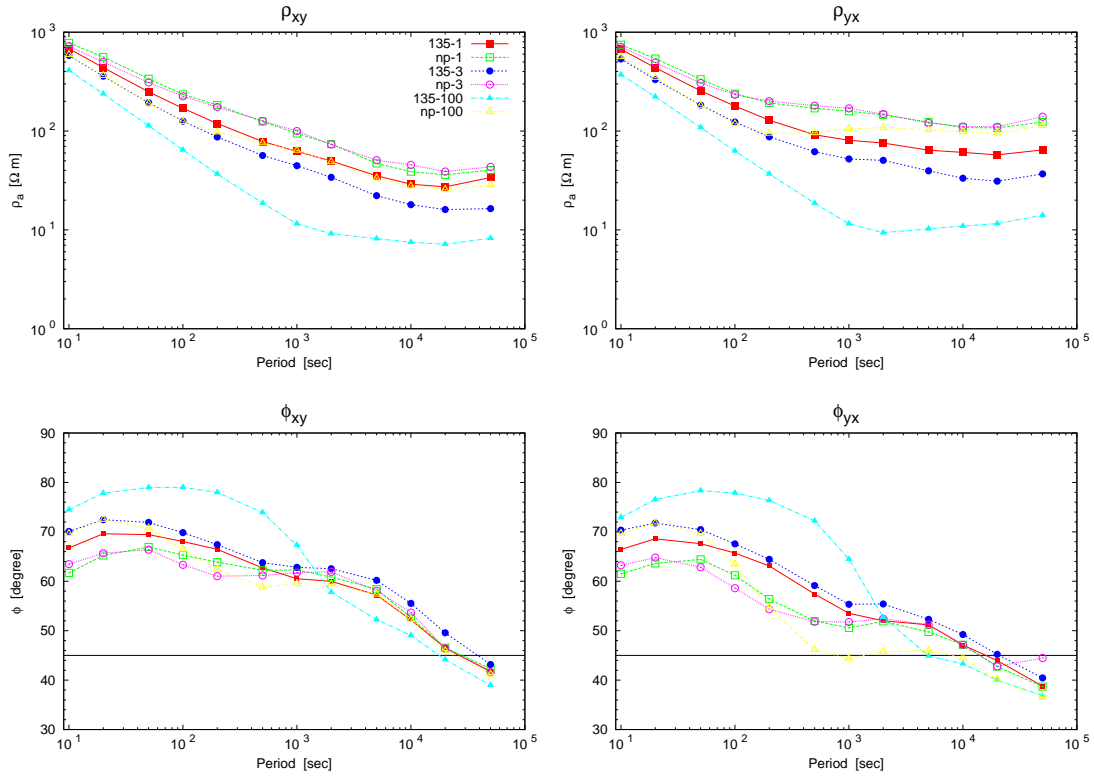


Abbildung 4.12:  $xy$ - und  $yx$ -Komponenten der scheinbaren Widerstände  $\rho_a$  und der Phasen  $\phi$  für ausgewählte Modelle, jeweils mit und ohne Plume, wobei np in der Legende für die Modelle ohne Plume steht (vgl. Tabelle 4.5).

faches stärker.

#### Invarianten nach Weaver

Neben den Sondierungskurven wurden auch die Invarianten nach Weaver et al. (2000) berechnet (vgl. Kap 3.4.2). Die Invarianten  $I_1$  bis  $I_7$  sowie  $I_0$  sind in den Abb. 4.14 bis 4.22 exemplarisch für das DPRM dargestellt.

Zu allen Abbildungen sei zunächst angemerkt, dass lediglich die Werte für die Modell-Insel relevant sind. Die virtuellen Stationen auf dem Meer haben für die Interpretation keine Bedeutung, da sich hier keine realen Stationen befinden, zumal die berechneten Werte sich auf den Meeresspiegel und nicht auf den Ozeanboden beziehen. Sie wurden dennoch in den Abbildungen belassen, um das Verhalten der Invarianten (und damit auch des MT-Tensors) an solch einer Grenze zu dokumentieren. Sämtliche nachfolgenden Erklärungen und Interpretationen beziehen sich ausschließlich auf die Insel selbst.

Die Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  (vgl. Abb. 4.14 und 4.15) spiegeln in erster Linie die Verteilung der Leitfähigkeit und den Küsteneffekt wider. Wie aus dem Modellaufbau erwartet, nehmen die Werte für diese beide Invarianten mit steigender Periode und somit größerer Tiefe ab. Der Küsteneffekt wiederum sorgt dafür, dass die Werte am Übergang zum gutleitenden Meerwasser hin ansteigen. Ansonsten zeigen sich kaum sichtbare Struktu-

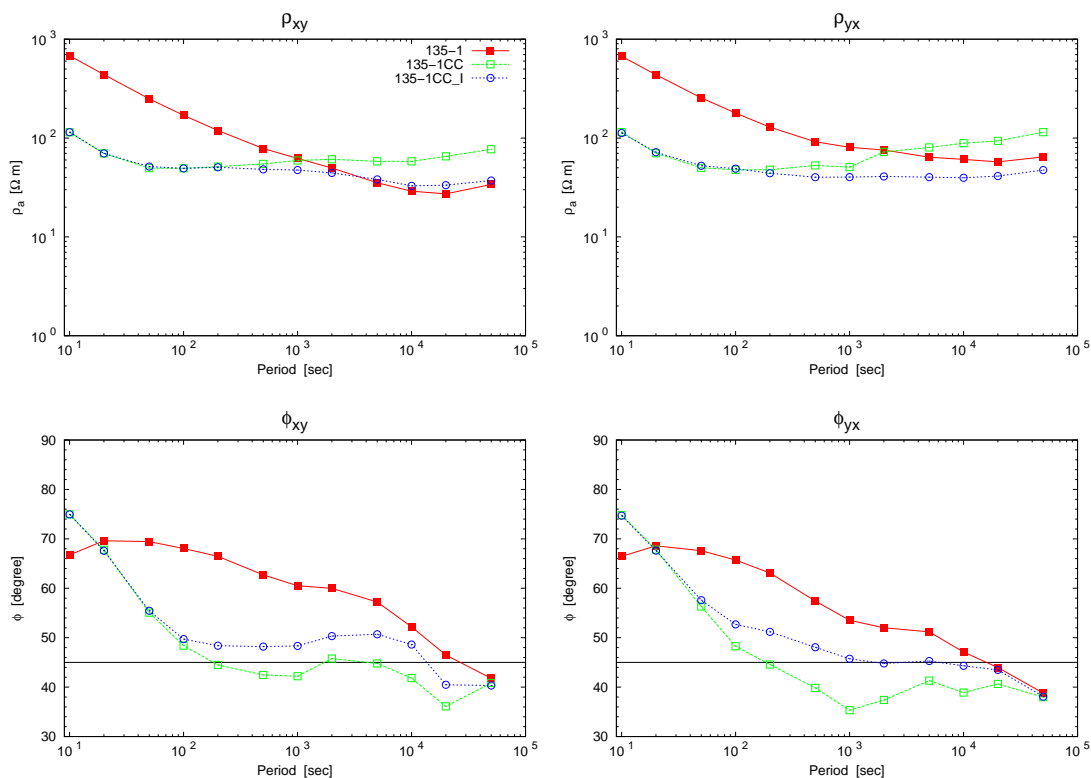


Abbildung 4.13:  $xy$ - und  $yx$ -Komponenten der scheinbaren Widerstände  $\rho_a$  und der Phasen  $\phi$  für das Referenzmodell DPRM sowie die Modelle mit Krustenleiter, wobei CC in der Legende für die Modelle mit Krustenleiter steht (vgl. Tabelle 4.5).

ren innerhalb der Verteilung dieser beiden Invarianten.

Punkte, an denen  $I_3$  und/oder  $I_4$  ungleich Null sind, weisen auf Strukturen hin, die nicht mehr eindimensional, sondern mindestens zweidimensional sind. Dies ist in den betrachteten Modellen insbesondere an den Küsten der Fall (vgl. Abb. 4.16 und 4.17). Es wird ersichtlich, dass der Einfluss der Küstenstrukturen mit steigender Periode zunimmt. Während sich dieser bei  $T = 10$ s auf die Punkte direkt am Leitfähigkeitskontrast beschränkt, weitet er sich bei  $T = 50$ s bereits deutlich ca. 20–30 km zum Landesinneren hin aus. Zu den langen Perioden hin verstärkt sich dieser Effekt weiter und ist auch in ca. 50 km Entfernung noch deutlich sichtbar.

Daneben ist aber auch in der Inselmitte eine Struktur erkennbar, bei der die Werte für  $I_3$  und  $I_4$  größer als Null werden. In  $I_3$  wird diese bereits bei ca. 1000s sichtbar, bei  $I_4$  erst bei dem längsten der hier dargestellten Periodenwerte von 20.000s. Hierbei könnte es sich um Auswirkungen der Rückenstruktur oder des aufsteigenden Plumes handeln, dessen besser leitende Strukturen sich in größerer Tiefe befinden und somit erst von längeren Perioden erfasst werden.

Aus dem Verlauf von  $I_5$  und  $I_6$  lassen sich Rückschlüsse über mögliche galvanische Verzerrungen des MT-Tensors in einer 1D- oder 2D-Umgebung ziehen (vgl. Tabelle 3.1).

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

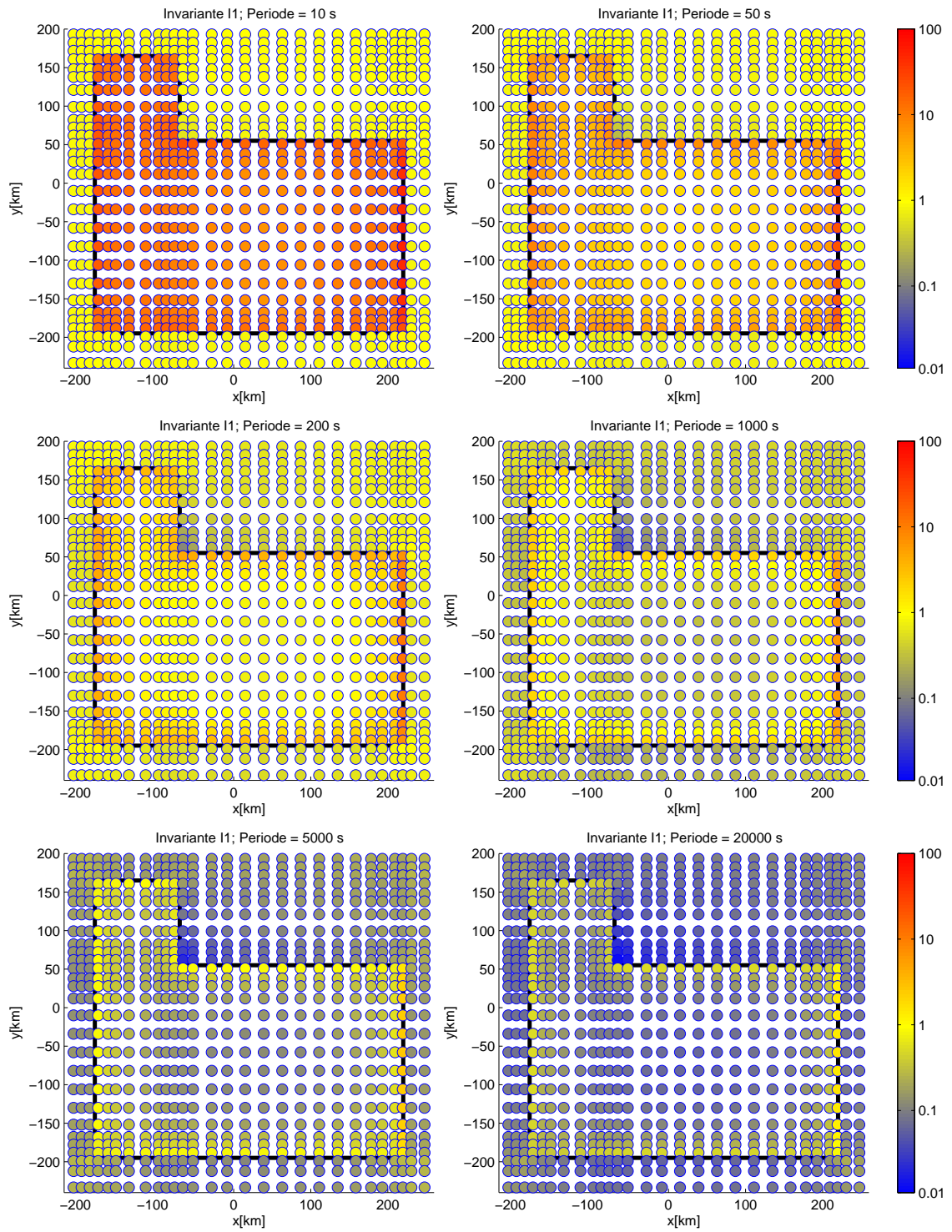


Abbildung 4.14: Die Invariante  $I_1$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.



### 4.3 Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP

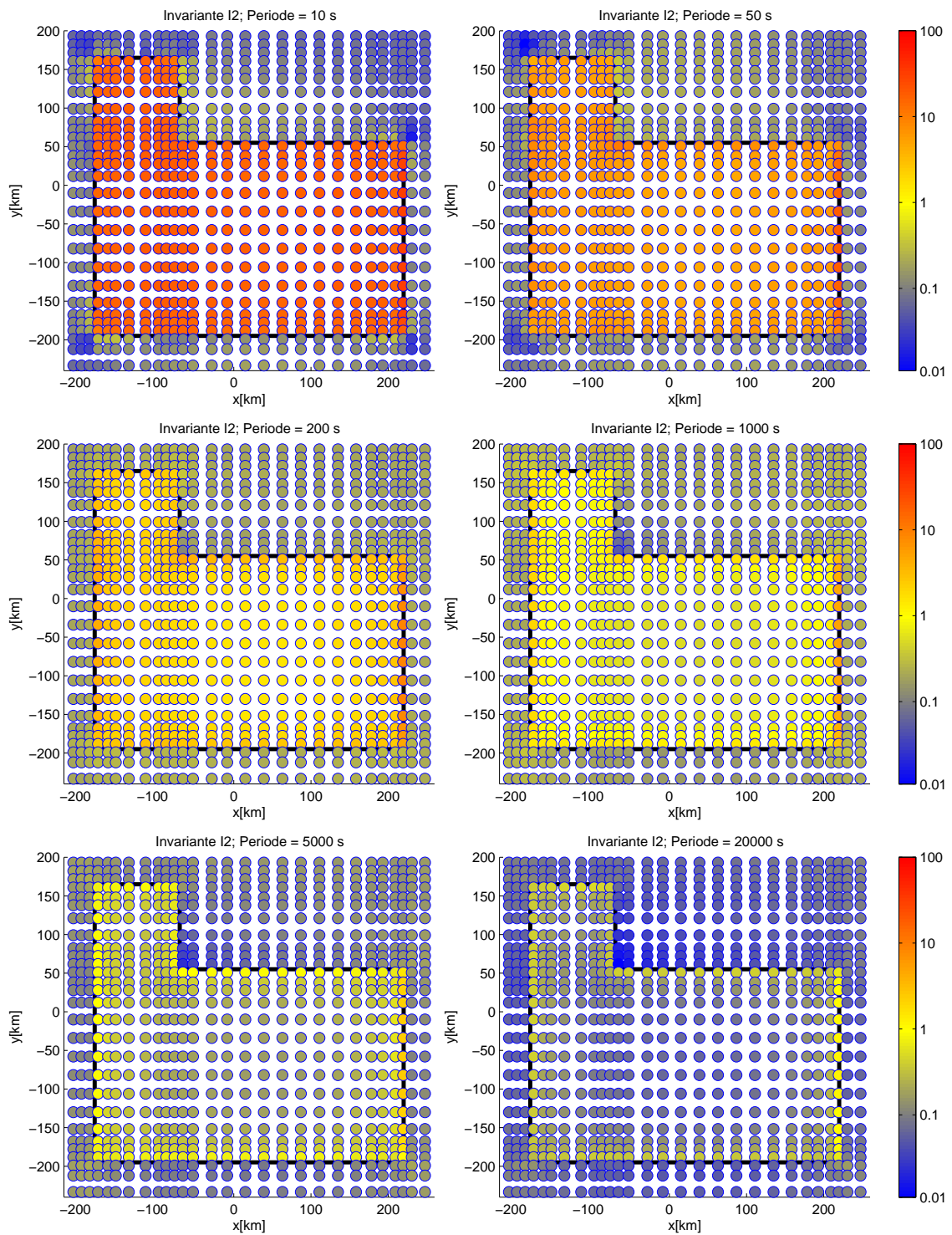


Abbildung 4.15: Die Invariante  $I_2$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

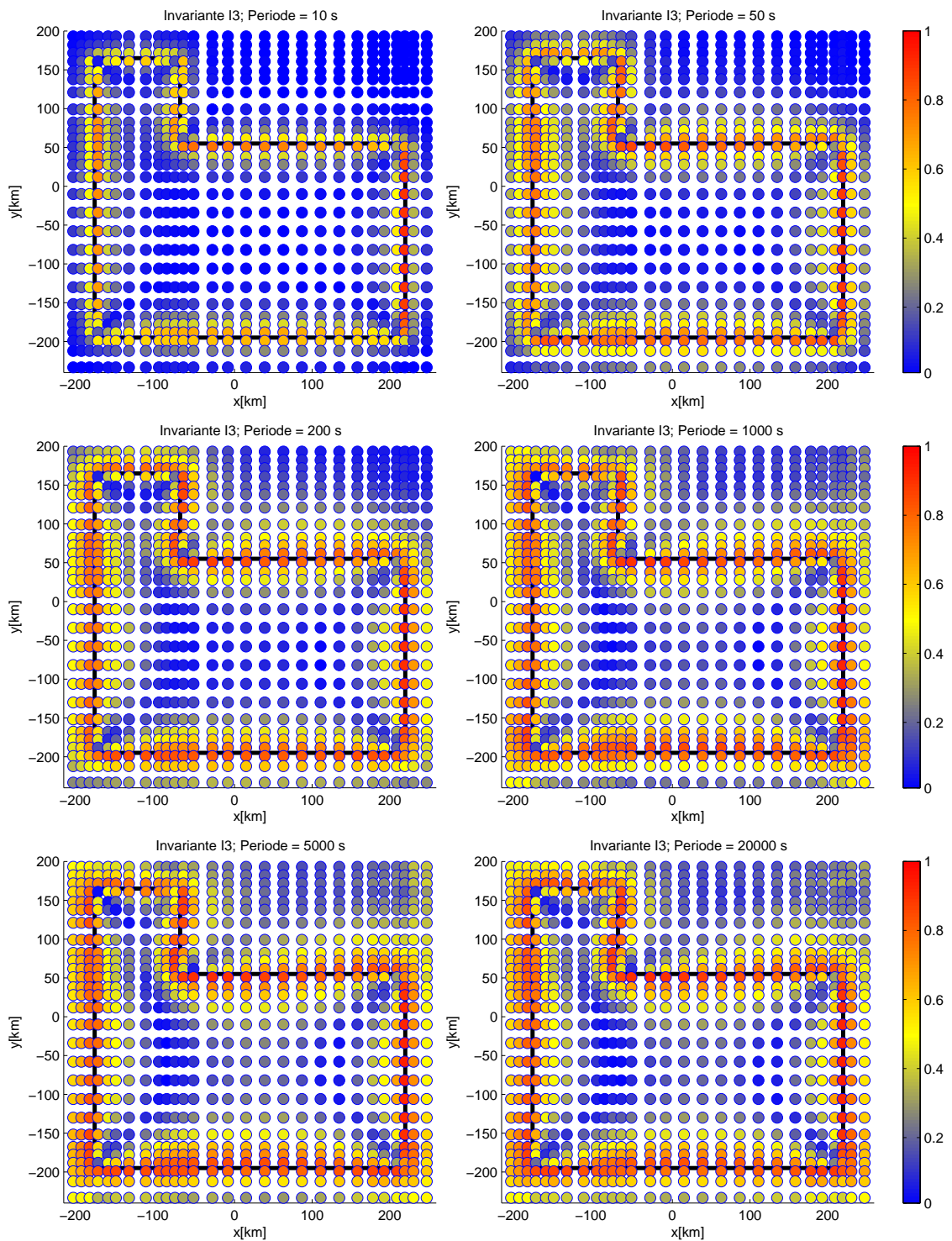


Abbildung 4.16: Die Invariante  $I_3$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

### 4.3 Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP

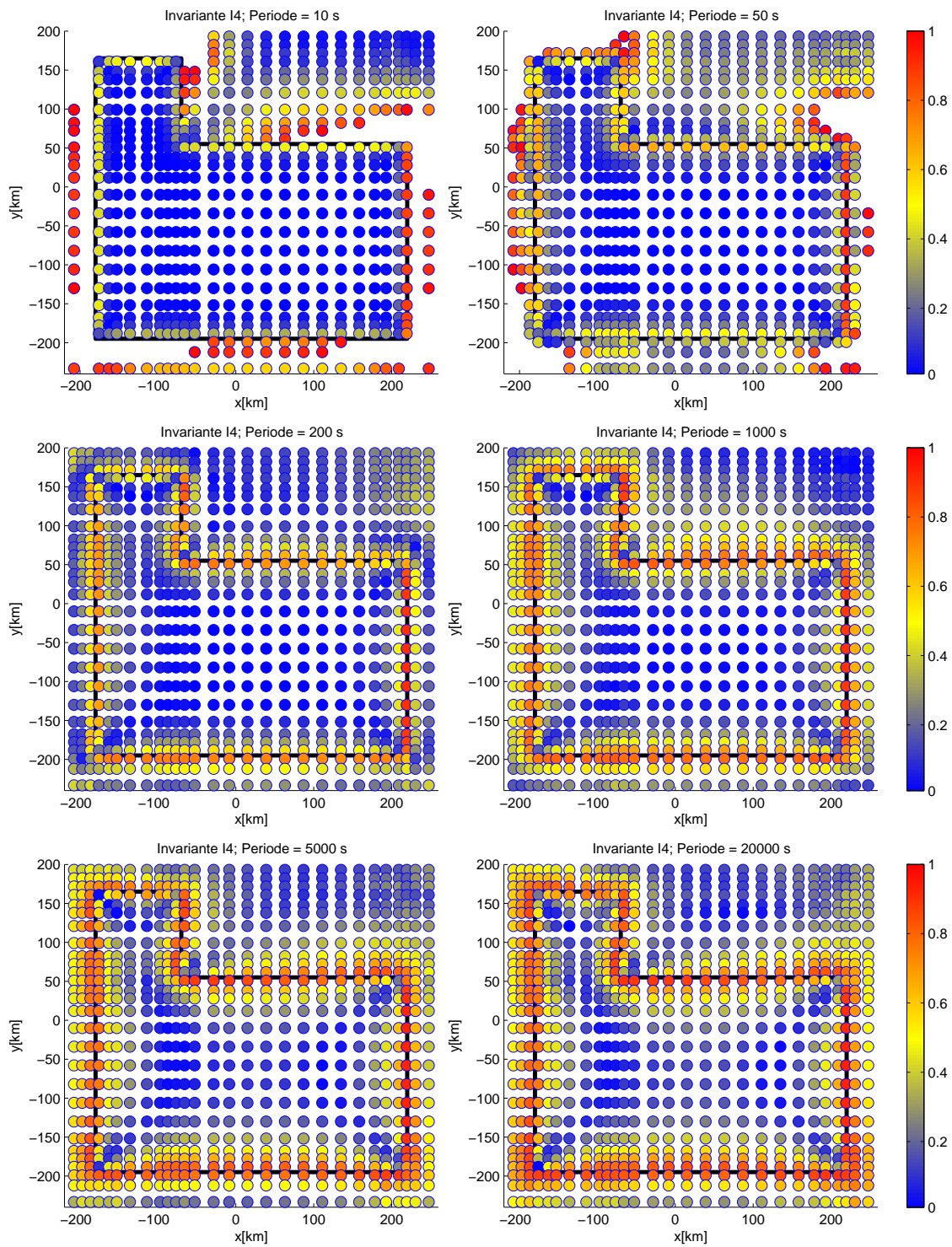


Abbildung 4.17: Die Invariante  $I_4$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

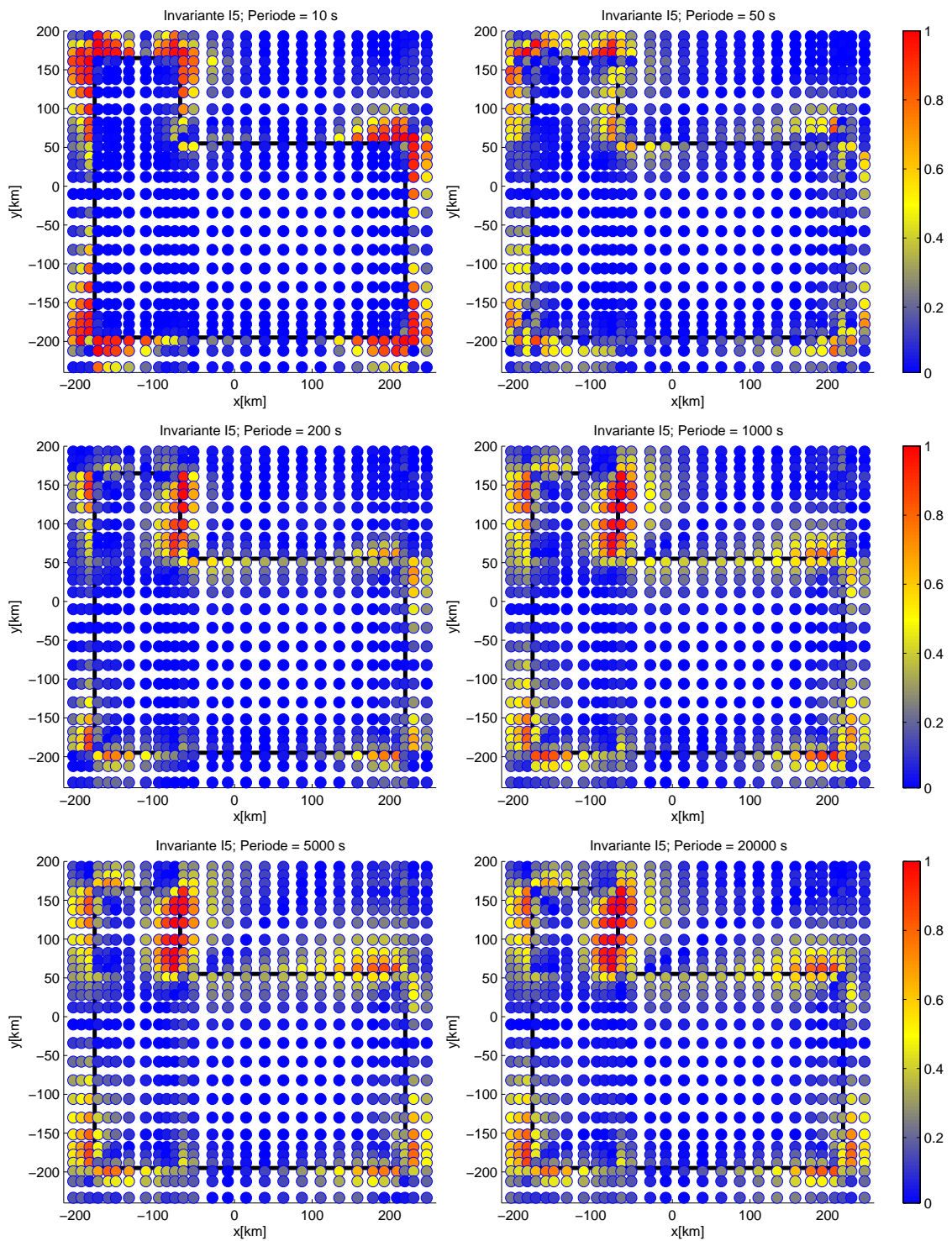


Abbildung 4.18: Der Betrag der Invarianten  $I_5$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

### 4.3 Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP

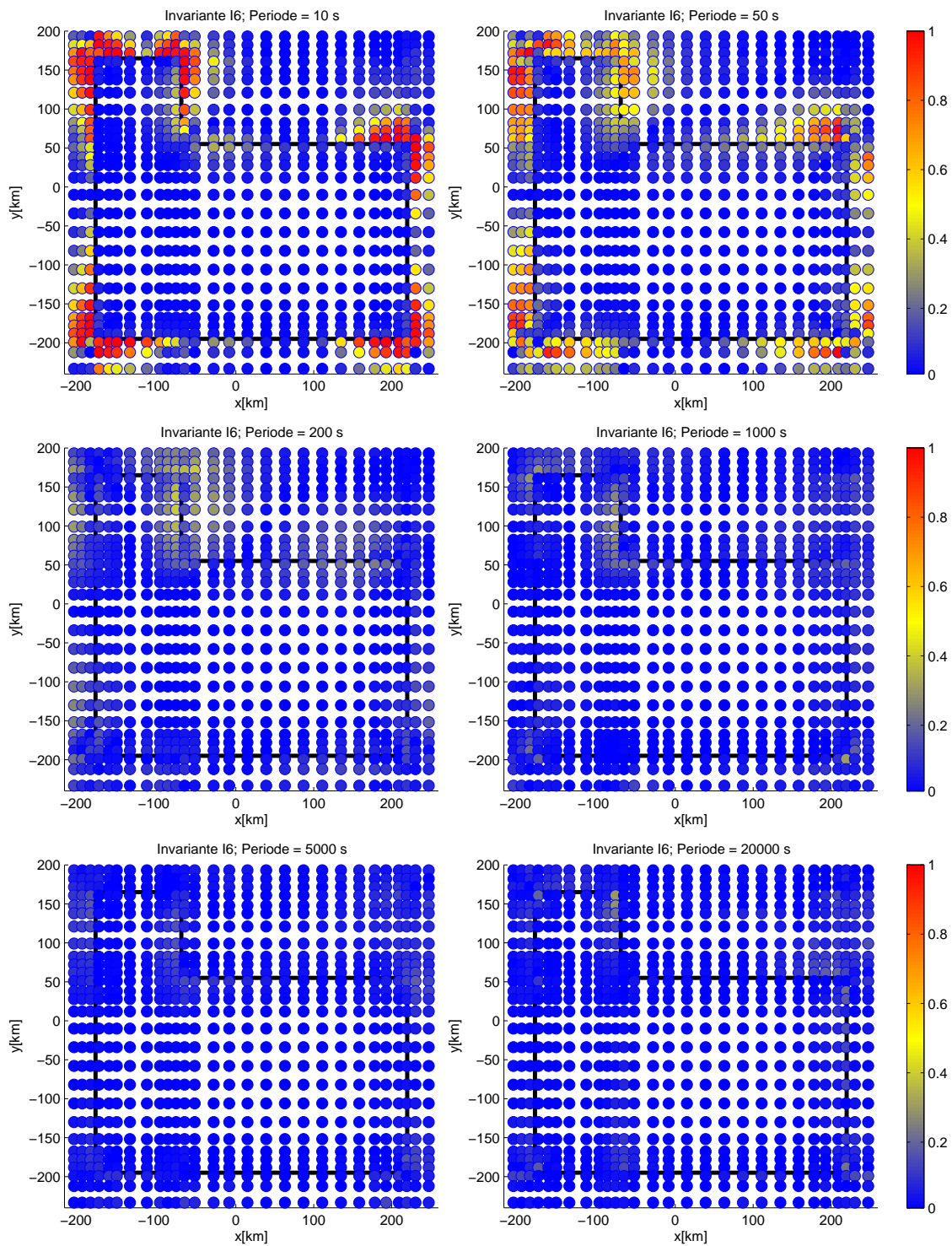


Abbildung 4.19: Der Betrag der Invarianten  $I_6$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

Allerdings können insbesondere diese beiden Invarianten nicht unabhängig von  $I_7$  und  $I_0$  betrachtet werden. Für das Modell sind sowohl  $I_5$  als auch  $I_6$  auf der Fläche der Insel an nahezu allen Punkten annähernd Null. Eine Ausnahme bildet die links oben befindliche Halbinsel - und hier insbesondere deren rechte untere "Ecke". Bei  $I_5$  sind die Auswirkungen bereits bei  $T = 10$  s erkennbar und werden mit steigender Periode größer. Bei  $I_6$  ist der Effekt bei  $T = 10$  s und 50 s am größten und schwächt sich zu längeren Perioden hin immer weiter ab, bis er kaum noch erkennbar ist.

Um zu entscheiden, ob es sich hier tatsächlich nur um Verzerrungen in einer 1D- oder 2D-Umgebung handelt, muss zusätzlich  $I_7$  betrachtet werden (vgl. Abb. 4.20). Denn nur wenn  $I_7 = 0$  ist, handelt es sich um keine dreidimensionale Struktur. Hierbei ergibt sich jedoch zusätzlich die Schwierigkeit, dass  $I_7$  unbestimmt sein und somit nicht interpretierbare Werte annehmen kann. Dies ist der Fall, wenn  $I_0 = 0$  ist.

Deshalb wird zunächst  $I_0$  betrachtet und es werden diejenigen Bereiche identifiziert, in denen  $I_0$  nicht verschwindet (vgl. Abb. 4.22). Um dies zu visualisieren, wurde in Abb. 4.21  $I_7$  nur für Punkte dargestellt, bei denen  $I_0 > 0.1$  ist. Hieraus ergibt sich, dass es sich bei den Bereichen, die nach der Betrachtung von  $I_5$  und  $I_6$  als möglicherweise galvanisch verzerrt in Betracht kamen, tatsächlich um Punkte mit 3D-Effekten handelt. Hier sind sowohl  $I_0$  als auch  $I_7$  deutlich von Null verschieden. Das alles ist konsistent mit dem Aufbau des Modells, das in den beschriebenen Bereichen hohe Leitfähigkeitskontraste in einer dreidimensionalen Form aufweist. Kleine Leitfähigkeitsanomalien, die lediglich zu galvanischen Verzerrungen führen könnten, sind hingegen im Modellaufbau nicht vorhanden. Eine weitere Erkenntnis ist, dass die tieferliegenden Anomalien des aufsteigenden Plumes in der Mitte der Insel nicht bzw. nur in sehr geringem Maße zu 3D-Effekten beitragen. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es in dem Modell lediglich die Küstenstrukturen sind, die sich in den Invarianten widerspiegeln, wohingegen sich die Leitfähigkeitsänderungen aufgrund der Rücken- und der Plumestruktur kaum messbar in den Invarianten niederschlagen.

Um diese Aussage zu überprüfen, sollen nun auch die Invarianten für das ebenfalls bereits oben beschriebene DPRM ohne Plume-Anteile (np-1) betrachtet werden. Die zugehörigen Abbildungen (Abb. A.1 - Abb. A.8) befinden sich im Anhang.

In den Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  macht sich die fehlende Plumestruktur lediglich durch minimal erhöhte Werte ab ca.  $T = 200$  s bemerkbar. Interessant ist, dass bei den Invarianten  $I_3$  (ab ca. 1000 s) und  $I_4$  (ab ca. 5000 s) deutlich erhöhte Werte im Inselzentrum sichtbar werden. Diese könnten der Rückenstruktur zugeordnet werden, die in dem Modell ohne Plume nun evtl. stärker zum Tragen kommt. Das Gleiche gilt für  $I_0$ . Für  $I_5$ ,  $I_6$  und  $I_7$  hingegen lassen sich keine sichtbaren Veränderungen gegenüber dem DPRM erkennen. Damit lässt sich die zuvor getroffene Aussage, dass sich die Plumestruktur nicht direkt in den Invarianten  $I_5$ ,  $I_6$  und  $I_7$  widerspiegelt, bestätigen. Bei Fehlen eines Plumes kann jedoch die Rückenstruktur als solche identifiziert werden. Diese spiegelt sich dann in den Invarianten  $I_3$  und  $I_4$  wider, die auf 2D-Strukturen hinweisen. Sind hingegen beide Einheiten (Rücken und Plume) vorhanden, macht sich dies in abgeschwächten 2D-Effekten bemerkbar.

Zur Vervollständigung der Modellbetrachtungen wurden die Invarianten auch für die beiden Modelle mit Krustenleiter berechnet. Die entsprechenden Abbildungen sind im Anhang aufgeführt (Abb. A.9 - Abb. A.16 für Modell 135-1CC bzw. Abb. A.17 - Abb. A.24 für Modell 135-1CC\_I).

### 4.3 Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP

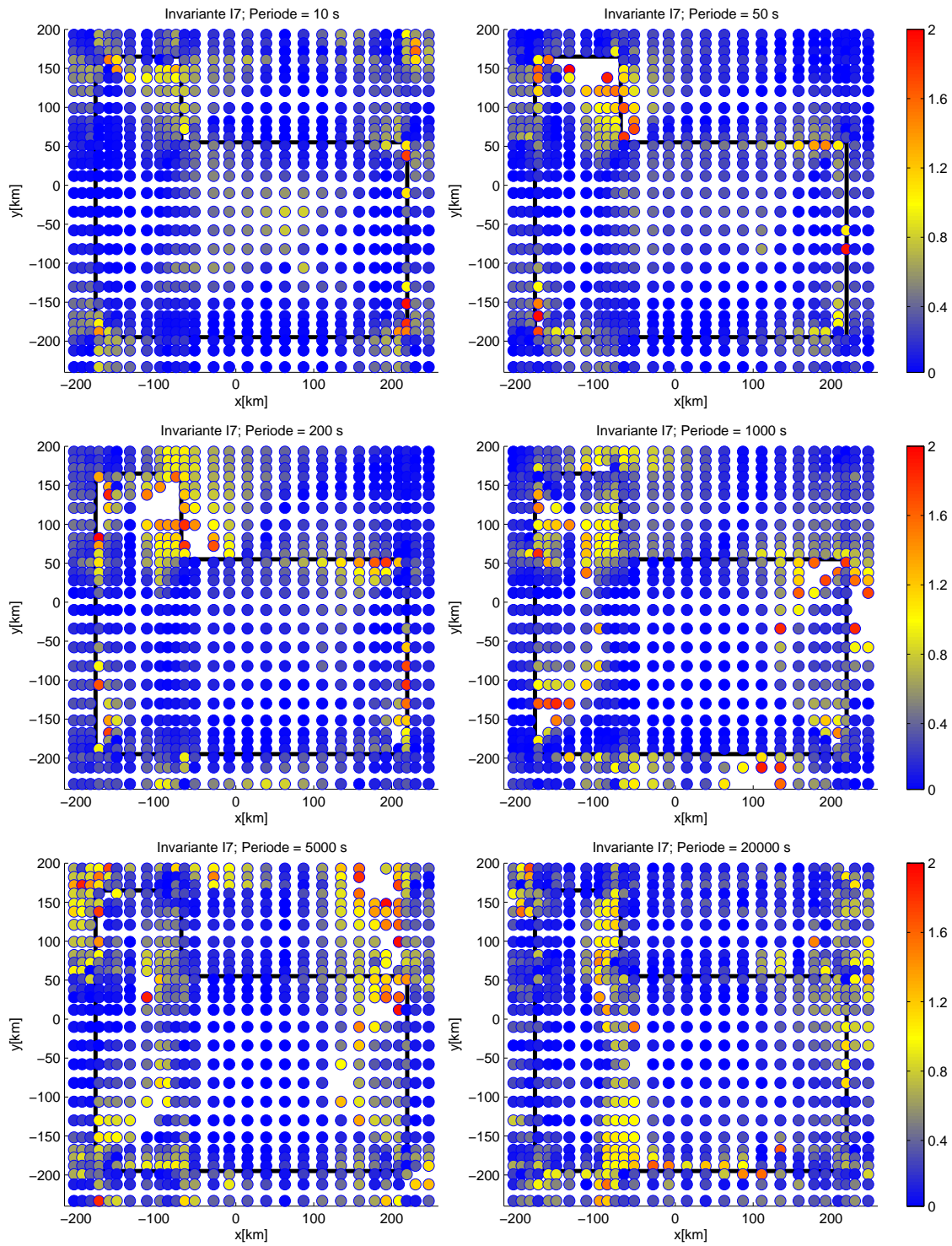


Abbildung 4.20: Der Betrag der Invarianten  $I_7$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

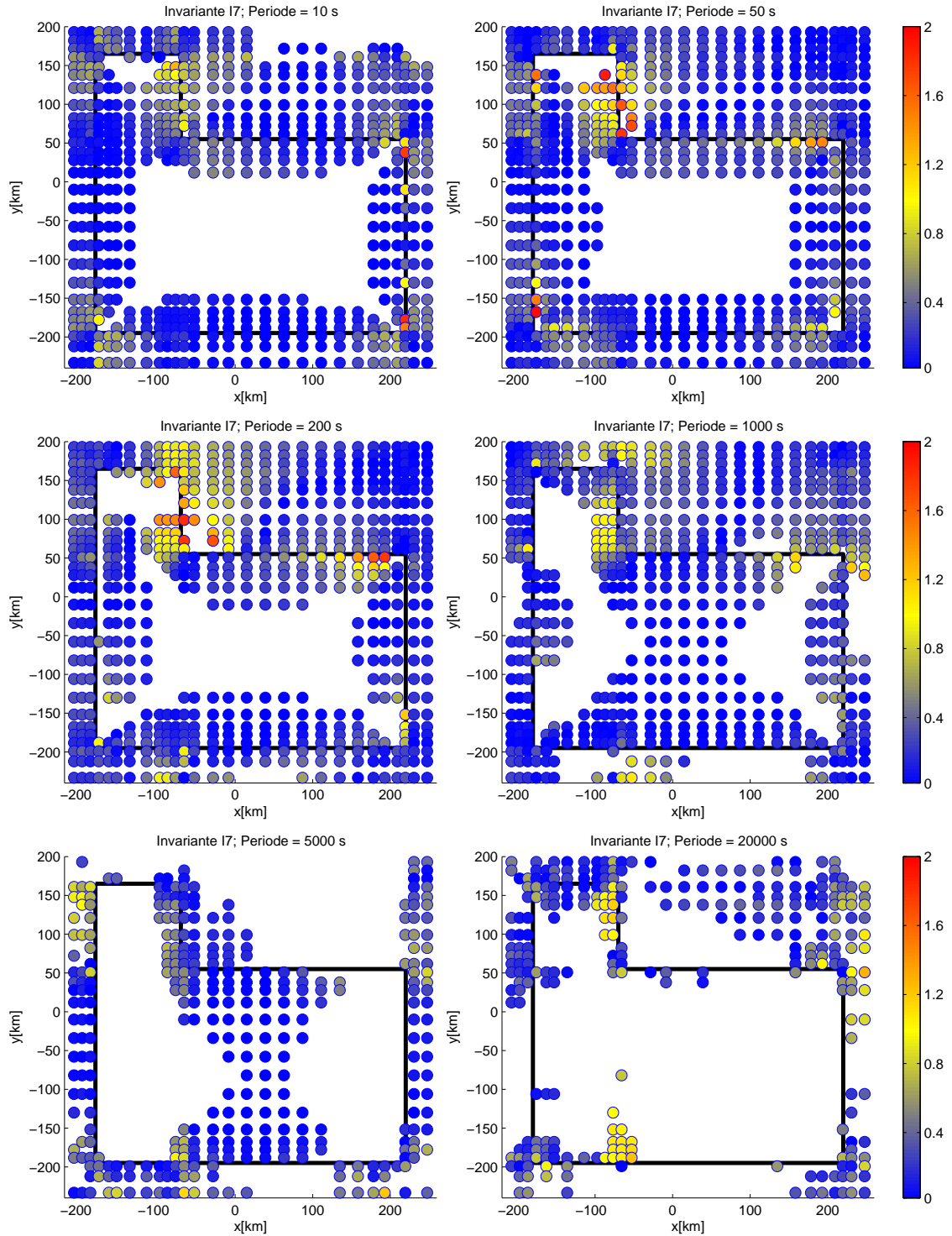


Abbildung 4.21: Der Betrag der Invarianten  $I_7$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.  $I_7$  ist nur für Punkte dargestellt, bei denen  $I_0 > 0.1$  ist.



### 4.3 Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP

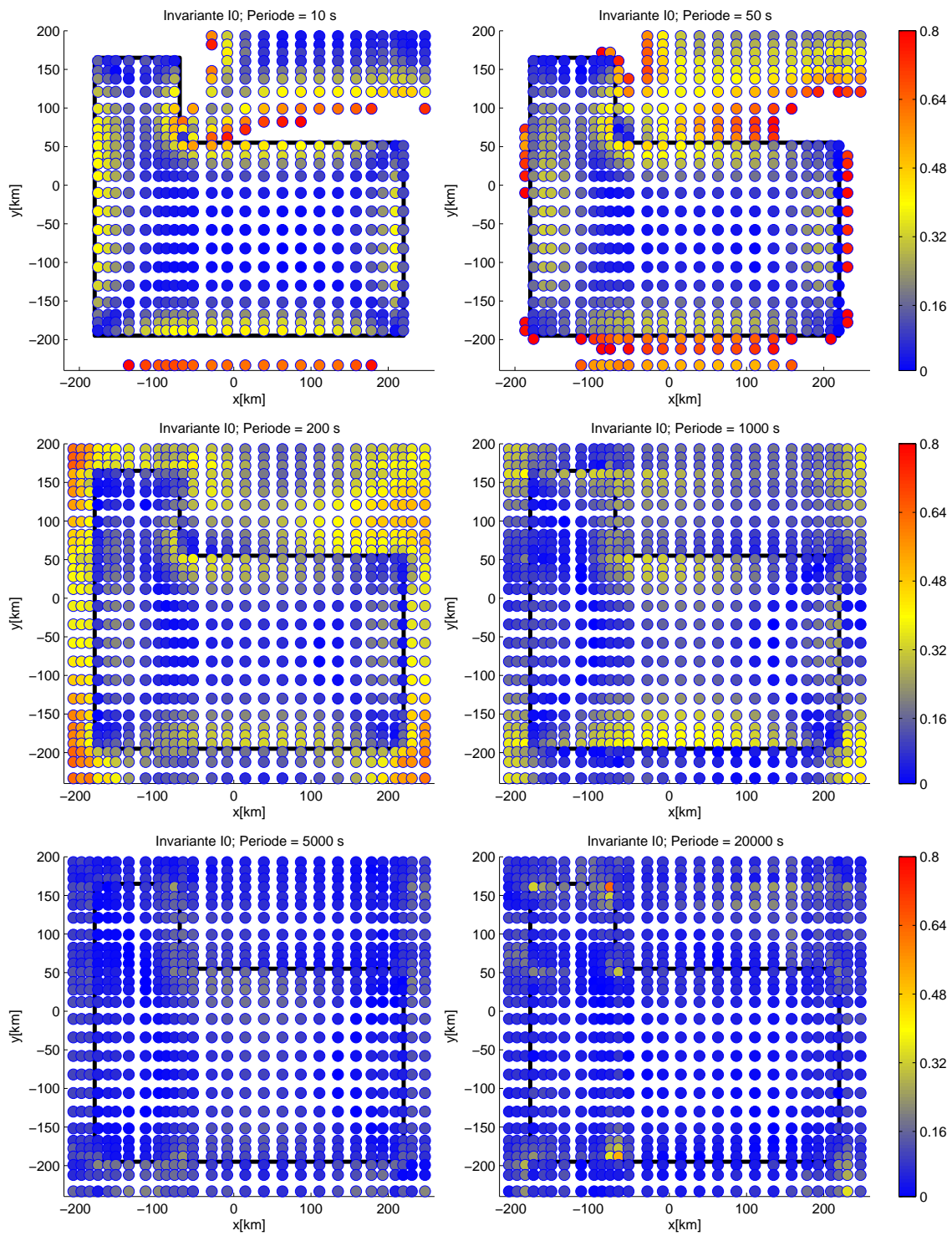


Abbildung 4.22: Die abhängige Invariante  $I_0$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

Vergleicht man diese mit dem DPRM, so lassen sich folgende Aussagen treffen: In den Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  spiegelt sich der Krustenleiter in beiden Modellen durch erniedrigte Werte bis ca.  $T = 200$  s wider. Diese stehen in direktem Zusammenhang zu den hier verringerten Widerständen. Bei Modell 135-1CC\_I ist zudem der Leitfähigkeitskontrast zur Halbinsel im Nordosten hin erkennbar.  $I_3$  und  $I_4$  lassen vermuten, dass der Küsteneffekt bei den Modellen mit Krustenleiter weniger stark Richtung Inselmitte übergreift, d. h. er bleibt für alle Periodenwerte stärker auf die Küstenregionen beschränkt. Für das Modell mit dem begrenzten Krustenleiter zeigen sich jedoch neue Effekte zwischen Hauptinsel und Halbinsel. Für die Invarianten  $I_5$  und  $I_6$  sind bei dem Modell mit dem flächendeckenden Krustenleiter die Küsteneffekte speziell in den "Inselecken" bei kürzeren Perioden verringert, besonders deutlich bei  $I_5$ . Für Modell 135-1CC\_I ist bei kürzeren Perioden das Gegenteil der Fall. Da hier weitere 3D-Leitfähigkeitskontraste hinzukommen, treten auch die Effekte in  $I_5$  verstärkt auf - für  $I_6$  lassen sich dagegen nur geringfügige Erhöhungen der Werte gegenüber dem DPRM feststellen.  $I_0$  und  $I_7$  bestätigen dieses Bild - während für Modell 135-1CC die Werte bei kurzen Perioden entlang der Küstenstrukturen verringert werden, sind sie dort bei Modell 135-1CC\_I leicht erhöht. Eine mögliche Plumestruktur spiegelt sich hier also nicht wider. Bei dem flächendeckenden Krustenleiter werden die Effekte von Mehrdimensionalitäten durch die Küsten selbst teilweise deutlich verringert, wohingegen sie bei dem Modell mit dem auf die Insel beschränkten Krustenleiter teilweise erhöht werden.

#### Phasensensoren

Abschließend wurden auch die in Kap. 3.4.2 beschriebenen Elemente der Phasensensoren für die Modelle berechnet. Auch diese sind exemplarisch für das DPRM dargestellt.

In Abb. 4.23 sind  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  zu sehen. Die Farbskala gibt die Größe dieser Parameter an, um Vergleiche zwischen einzelnen Punkten und Periodenbereichen zu erleichtern. Desweiteren wird die Differenz  $\phi_{max} - \phi_{min}$  besser ersichtlicher (d. h. bei gleicher Farbe gilt  $\phi_{min} = \phi_{max}$ ) und zusammen mit dem Phasensensor-Parameter  $\beta$  können Rückschlüsse über die Dimensionalität gezogen werden.  $\beta$  ist für das DPRM in Abb. 4.24 dargestellt.

In der Inselmitte weisen die dargestellten Parameter bei fast allen Perioden auf 1D-Strukturen hin:  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  sind annähernd gleich groß und  $\beta = 0$ . Lediglich im Periodenbereich 1000 s und 5000 s ist  $\phi_{max}$  dort sichtbar größer als  $\phi_{min}$ , was auf eine bevorzugte Stromrichtung hindeutet. Dies ist auch in den Küstenregionen der Fall - hier jedoch für alle Periodenbereiche.

Die Werte für  $\beta$  sind lediglich für einige Regionen und insbesondere bei den kürzeren Perioden markant von Null verschieden. Dies betrifft die "Ecke" zwischen Hauptinsel und Halbinsel im Nordwesten sowie, etwas weniger stark ausgeprägt, auch alle übrigen Ecken der Insel. Interessant ist, dass diese Effekte sich entlang der Küstenregionen ausbreiten und "verschmieren". Insgesamt ergibt sich also auch hier das Bild, dass von den tiefer liegenden Leitfähigkeitsstrukturen keine oder kaum Einflüsse auf die Parameter ausgeübt werden.

Diese Aussage wird dadurch bestätigt, dass das Modell ohne Plume-Struktur praktisch das gleiche Verhalten bei den Phasensensor-Parametern aufweist wie das DPRM (vgl. Abb. A.25 und A.26). Für  $\beta$  sind lediglich bei den langen Perioden (5000 s und 20000 s)

kleine Unterschiede im Norden der Hauptinsel sowie auf der Halbinsel sichtbar. Diese betreffen jedoch in erster Linie die Stärke der Anomalien und weniger deren Lage. Bei  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  beschränkt sich der Unterschied ebenfalls auf geringfügige Größenabweichungen für die Werte sowie auf die Tatsache, dass die für das DPRM beschriebene Differenz zwischen  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  für die Inselmitte bereits bei 200s sichtbar wird. Dies ist vergleichbar mit den Effekten in  $I_3$  und  $I_4$ , die im vorangegangenen Kapitel beschrieben wurden. Auch bei  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  scheinen die Auswirkungen des Rückens in den Modellen ohne Plume deutlicher hervorzutreten.

Um nun auch noch den Effekt eines guten Krustenleiters auf die Phasensensoren zu verdeutlichen, sind  $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$  für die zugehörigen Modelle in den Abbildungen A.27 bis A.30 dargestellt. Bei einem Vergleich mit dem DPRM lassen sich zu dem Modell mit dem ausgedehnten Krustenleiter folgende Aussagen treffen: Für den Parameter  $\beta$  sind die Anomalien insgesamt weniger stark ausgeprägt. Leider zeigt das Modell ab 1000s einige numerische Instabilitäten, so dass hier eine konkretere Aussage nicht möglich ist. Für  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  zeigt sich dann jedoch ein völlig anderes Bild. Bei 10s sind die Werte für das Krustenleiter-Modell für die gesamte Insel deutlich erhöht. Schon bei 50s und zu den längeren Perioden hin kehrt sich dies um, so dass die Werte nun deutlich verringert sind. Außerdem wird der Küsteneffekt abgeschwächt, d. h. die Differenz  $\phi_{max} - \phi_{min}$  verringert sich sichtbar. Dies ist vergleichbar mit den Ergebnissen aus den Betrachtungen der Invarianten  $I_3$  bis  $I_6$ . Bei 20000s zeigen sich auch hier einige numerische Instabilitäten.

Das Modell mit dem auf die Hauptinsel beschränkten Krustenleiter zeigt für  $\beta$  nicht die zuvor beschriebene Verringerung der Anomalien. Dafür weist es entlang der Grenze zwischen Hauptinsel und Halbinsel zusätzliche Strukturen auf, d. h. zusätzliche Werte für  $\beta$ , die von Null verschieden sind. Dies ist eindeutig auf den Verlauf des Krustenleiters zurückzuführen. Die Periode von 20000s ist nicht auswertbar, da es hier erneut zu numerischen Schwankungen kommt. Bei  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei dem vorherigen Krustenleitermodell: Bei 10s sind die Werte zunächst deutlich erhöht - diesmal jedoch nur für die Hauptinsel, da sich auch nur unter dieser der Krustenleiter erstreckt. Nachfolgend findet wieder eine Verringerung der Werte statt, jedoch weniger stark ausgeprägt. Die Differenz  $\phi_{max} - \phi_{min}$  wird bei der Periode von 10s bei diesem Modell noch verstärkt, da hier der Grenzverlauf Meerwasser-Insel und Krustenleiter-Ozeanboden identisch ist. Ab 50s ist der verstärkte Küsteneffekt verschwunden. Dieser wird im Gegenteil wieder abgeschwächt, wenn auch nicht ganz so stark wie in dem anderen Krustenleitermodell. An der Grenze zwischen Haupt- und Halbinsel macht sich der Krustenleiter durch verdrehte Achsen in  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  bemerkbar und bei 50s auch durch kurzfristig erhöhte Differenzen  $\phi_{max} - \phi_{min}$ .

Insgesamt wird der Krustenleiter zusammen mit den Küstenbereichen zur dominierenden Struktur. Andere Bereiche wie Rückenstruktur oder Plume haben dann kaum einen Effekt auf die Parameter. Dies bestätigt die bereits in den vorigen Abschnitten beschriebenen Ergebnisse für die Sondierungskurven und die Invarianten.

#### 4 3D-Modellierungen des Island-Plumes

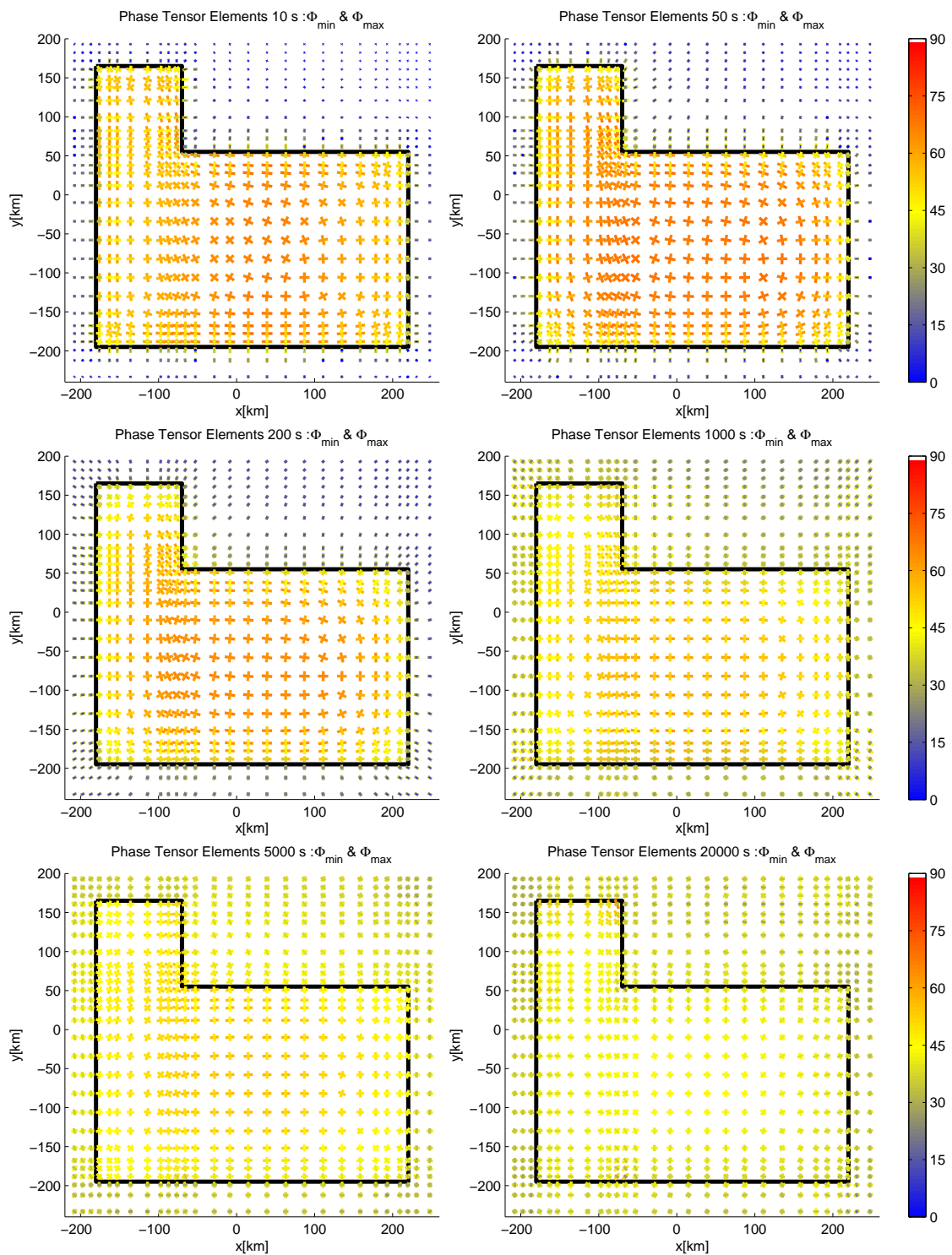


Abbildung 4.23:  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

### 4.3 Das Iceland Plume Dynamics Project - IPDP

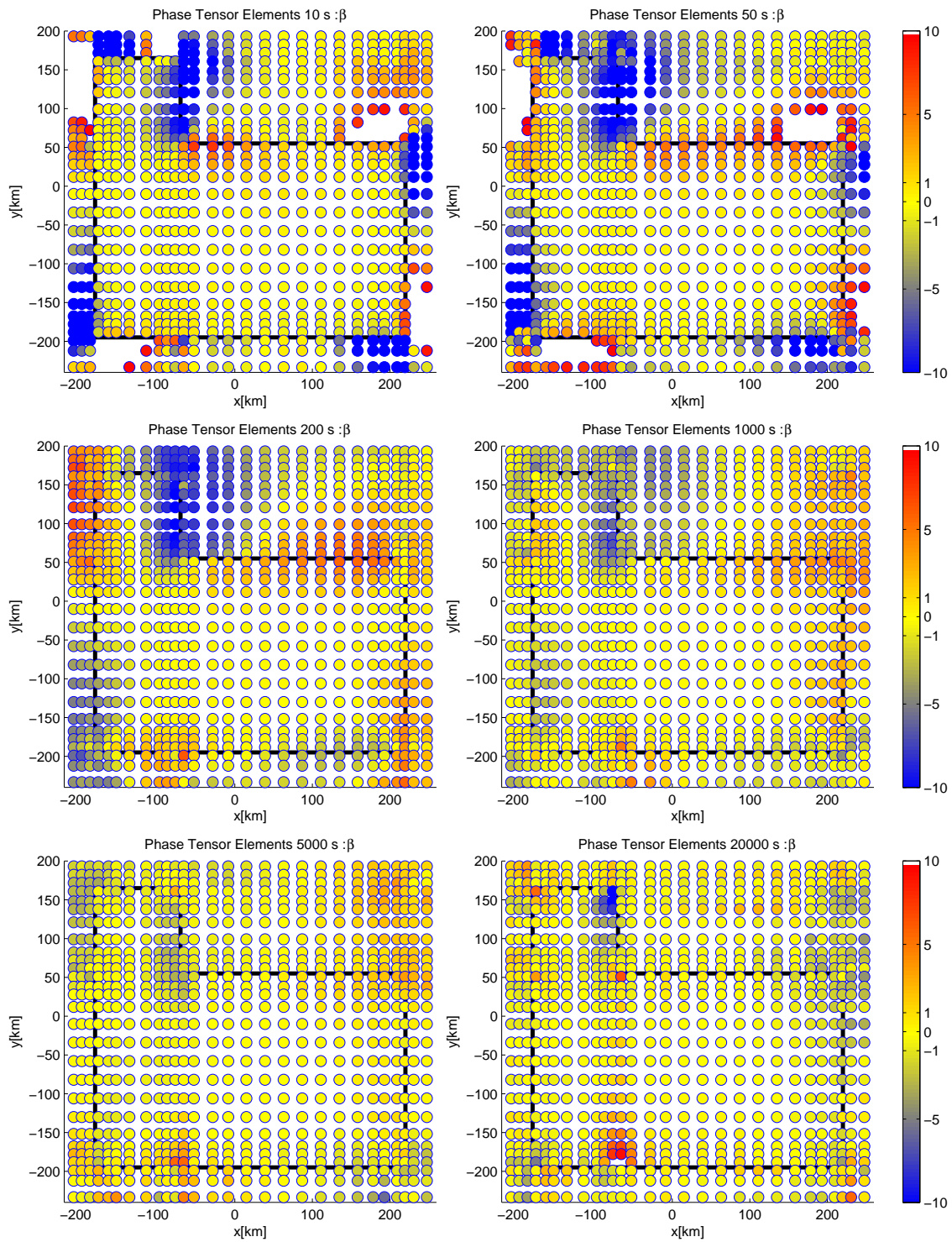


Abbildung 4.24:  $\beta$  für das DPRM und sechs verschiedene Periodenwerte.

# 5 Interpretation magnetotellurischer Daten

## 5.1 Datenbasis und Datenprozessing

Die MT-Messungen der Jahre 1977 bis 1993 bilden die Datenbasis dieser Arbeit. In diesen Jahren wurden auf Island an mehr als 200 Stationen MT-Messungen im Periodenbereich von 2 s bis 2000 s durchgeführt. 1977 startete eine Forschergruppe der Universität München erste eigene MT-Messungen und erweiterte diese 1980, 1984 und 1987–1988 in Kooperation mit isländischen Forschern (Beblo & Björnsson, 1978, 1980; Beblo et al., 1983; Björnsson, 1985). 1982 führten Eysteinsson & Hermance (1985) weitere magnetotellurische Messungen auf Island durch, die sie in den Jahren 1989, 1991 (Eysteinsson, 1992) und 1993 fortführten.

In der Magnetotellurik werden elektrische Leitfähigkeiten für den Untergrund bestimmt. Diese sind in der Kruste stark abhängig von Porosität, Temperatur, Wassergehalt, Schmelzgehalt sowie der chemischen Zusammensetzung der Gesteine (Haak, 1982). Wie bereits in Kap. 2.2 ausgeführt, wurde in den genannten Arbeiten unter dem Großteil der Insel eine gut leitfähige Schicht gefunden, deren Tiefenlage unter der Neovulkanischen Zone (NVZ) ungefähr 5–10 km beträgt und mit wachsendem Abstand von dieser bis auf ca. 25 km zunimmt. Der Periodenbereich dieser Messungen war jedoch nicht ausreichend, um Hinweise auf einen tiefer liegenden Mantelplume zu liefern.

Abb. 5.1 zeigt alle zwischen 1977 und 1993 vermessenen Stationen, auf die in dieser Arbeit zurückgegriffen wird.

Zum Zeitpunkt der nachfolgend beschriebenen Untersuchungen lagen die Daten der Jahre 1985–1993 als Zeitreihen vor, ebenso wie einige Messungen aus dem Jahr 1984. Die Messungen der übrigen Stationen aus dem Jahr 1984 sowie die Daten der Jahre 1977 und 1980 waren dagegen nur in Form der Impedanzen bzw. der scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen der Nebendiagonalelemente vorhanden. Die Verarbeitung dieser Daten wurde zu damaligen Zeiten von den Mitarbeitern der Forschergruppe der Universität München durchgeführt.

Der Großteil der Messungen beinhaltete lediglich die Aufzeichnung der Horizontal-komponenten der elektrischen und magnetischen Felder. An den in Abb. 5.1 blau markierten Punkten wurden zusätzlich die vertikalen Magnetfelder registriert. An diesen Stationen können die magnetischen Übertragungsfunktionen berechnet werden. Alle Daten der Stationen, die in Form von Zeitreihen vorlagen, wurden im Rahmen dieser Arbeit neu analysiert. Hierzu wurde das Programmpaket EMERALD verwendet (Ritter, 1995; Weckmann, 1999), das das robuste Prozessing nach Junge (1993) verwendet. Dabei wurde die Zeitreihe zunächst vom ASCII-Format ins binäre EMERALD-Format transformiert und anschließend derart gefiltert, dass schließlich vier Frequenzbänder mit den Abtastraten 2, 16, 64 und 256 s vorlagen. Der Ablauf des folgenden Datenprozessings entspricht generell dem in Abb. 3.1 angegebenen Flussdiagramm. Für jede Station und jedes Frequenzband wurde die jeweils optimale Zeitfensterlänge empirisch bestimmt. Diese beträgt entweder 128 oder 256 Messwerte. Teilweise wurde mit sich

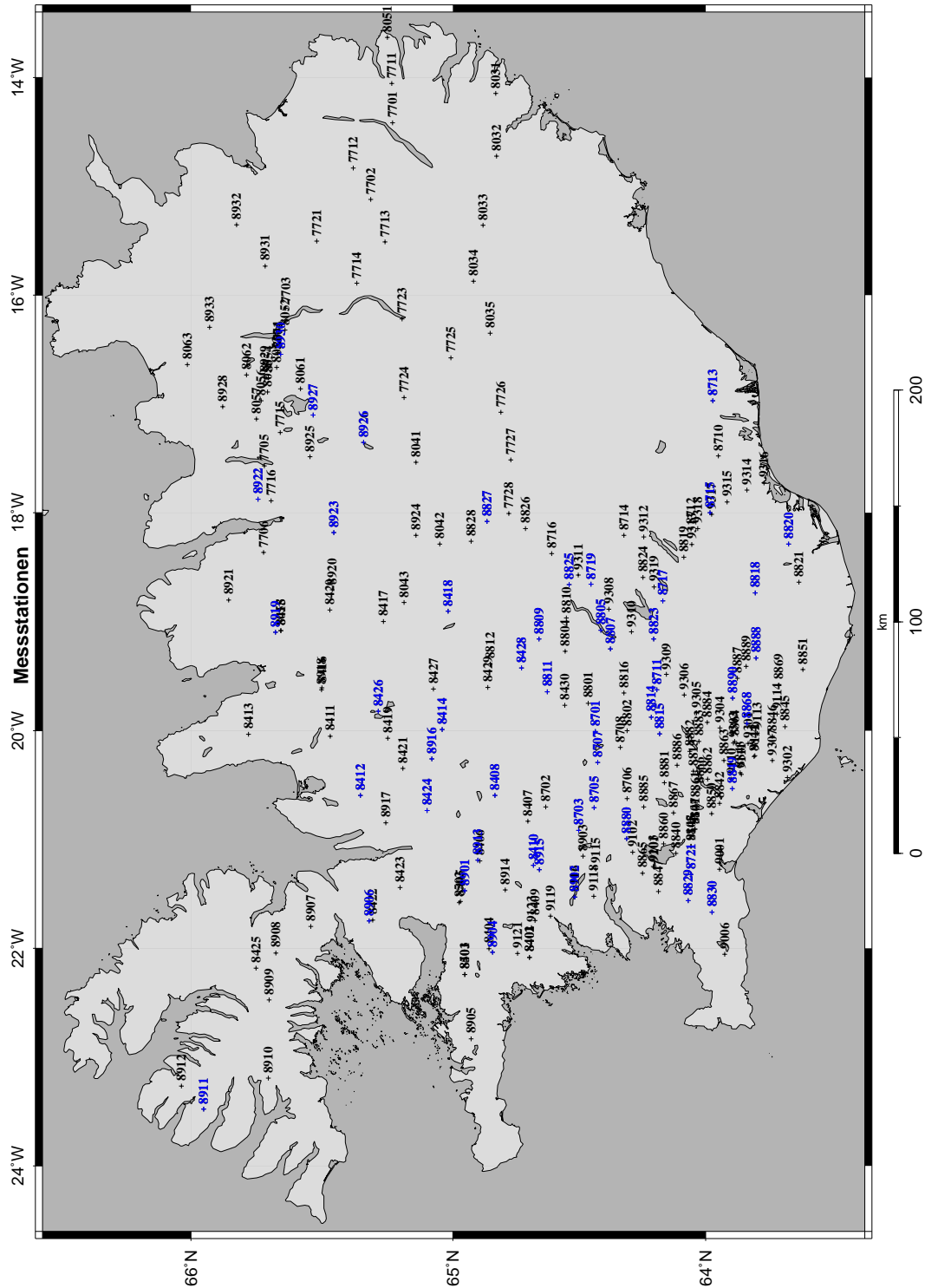


Abbildung 5.1: MT-Messtationen auf Island aus den Jahren 1977, 1980 und 1984–1993. Die vierstelligen Stationsnummern beziffern das Jahr (1. und 2. Stelle) und die fortlaufende Nummerierung innerhalb des Jahres. An den blau markierten Punkten liegen zusätzlich zu den horizontalen Komponenten der  $E$ - und  $B$ -Felder auch die vertikalen Magnetfelder vor.

überlappenden Zeitfenstern gearbeitet, da zur nachfolgenden Bestimmung der Impedanztensoren mindestens sechs Spektren zur Stapelung vorliegen mussten. Die Länge der aufgezeichneten Zeitreihen war hierfür jedoch in einigen Fällen zu kurz, insbesondere für die langen Perioden. Durch Überlappung der Zeitfenster wurde die Anzahl der Einzelspektren erhöht. Die Überlappung, die ebenfalls empirisch bestimmt wurde, lag datensatzabhängig zwischen 16 und 64 Messwerten.

### 5.1.1 Deklination

Ein wichtiger zu berücksichtigender Aspekt ist die Deklination des Erdmagnetfeldes auf Island. Diese gibt den Winkel zwischen geographisch Nord und magnetisch Nord an. MT-Messungen werden generell am Koordinatensystem des Erdmagnetfeldes ausgerichtet. Für Kartendarstellungen sind jedoch geographische Koordinaten anzugeben.

Im Informationsblock der Datenaufzeichnungen ist die Deklination durchgängig mit  $21^\circ$  W angegeben. Wegen der relativ großen Zeitspanne von 16 Jahren, in der Daten registriert wurden, wurde dieser Wert unter Verwendung des Berechnungsskriptes <http://www.ngdc.noaa.gov/geomagmodels/Declination.jsp> noch einmal überprüft. Tabelle 5.1 zeigt die ermittelten Deklinationen für  $65^\circ$  N und  $19^\circ$  W und zwar jeweils für den 01.07. des entsprechenden Jahres, in dem magnetotellurische Messungen stattfanden. Über die 16 Jahre hinweg ergibt sich danach eine Abnahme der Deklination von

Tabelle 5.1: Deklination für  $65^\circ$  N /  $19^\circ$  W für den 01.07. des jeweiligen Jahres. Quelle: National Geophysical Data Center (NGDC).

Jahr	1977	1980	1981	1984	1985	1987
Deklination	$22^\circ 25' \text{ W}$	$21^\circ 46' \text{ W}$	$21^\circ 34' \text{ W}$	$20^\circ 58' \text{ W}$	$20^\circ 46' \text{ W}$	$20^\circ 23' \text{ W}$
Jahr	1988	1989	1990	1991	1992	1993
Deklination	$20^\circ 11' \text{ W}$	$19^\circ 59' \text{ W}$	$19^\circ 48' \text{ W}$	$19^\circ 37' \text{ W}$	$19^\circ 27' \text{ W}$	$19^\circ 16' \text{ W}$

etwas über  $3^\circ$ . Diese geringe Variation lässt es zu, eine mittlere Deklination zu verwenden, die, auf ganze Grad gerundet, zu  $21^\circ$  W, berechnet wurde, was mit der Angabe in den MT-Datenaufzeichnungen übereinstimmt. In den nachfolgenden Kapiteln wurde dieser Winkel für die Abbildungen von Streichwinkeln, Induktionsvektoren etc., die sich auf geographisch Nord beziehen, berücksichtigt.

## 5.2 Scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase

Die Datenqualität war im Allgemeinen sehr gut, so dass an den meisten Stationen glatte Übertragungsfunktionen zwischen 4s und 1000s berechnet werden konnten. An einigen wenigen Stationen ließ die Aufzeichnungsdauer auch Perioden bis ca. 2000s zu. Andere Messungen waren dagegen sehr gestört bzw. wurden durch Ausfälle von einzelnen Komponenten während der Aufzeichnung unbrauchbar.

In Abbildung 5.2 sind beispielhaft für vier Stationen die Sondierungskurven für den kompletten Tensor als scheinbarer Widerstand  $\rho_a$  und als Phase  $\phi$  dargestellt.



## 5.2 Scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase

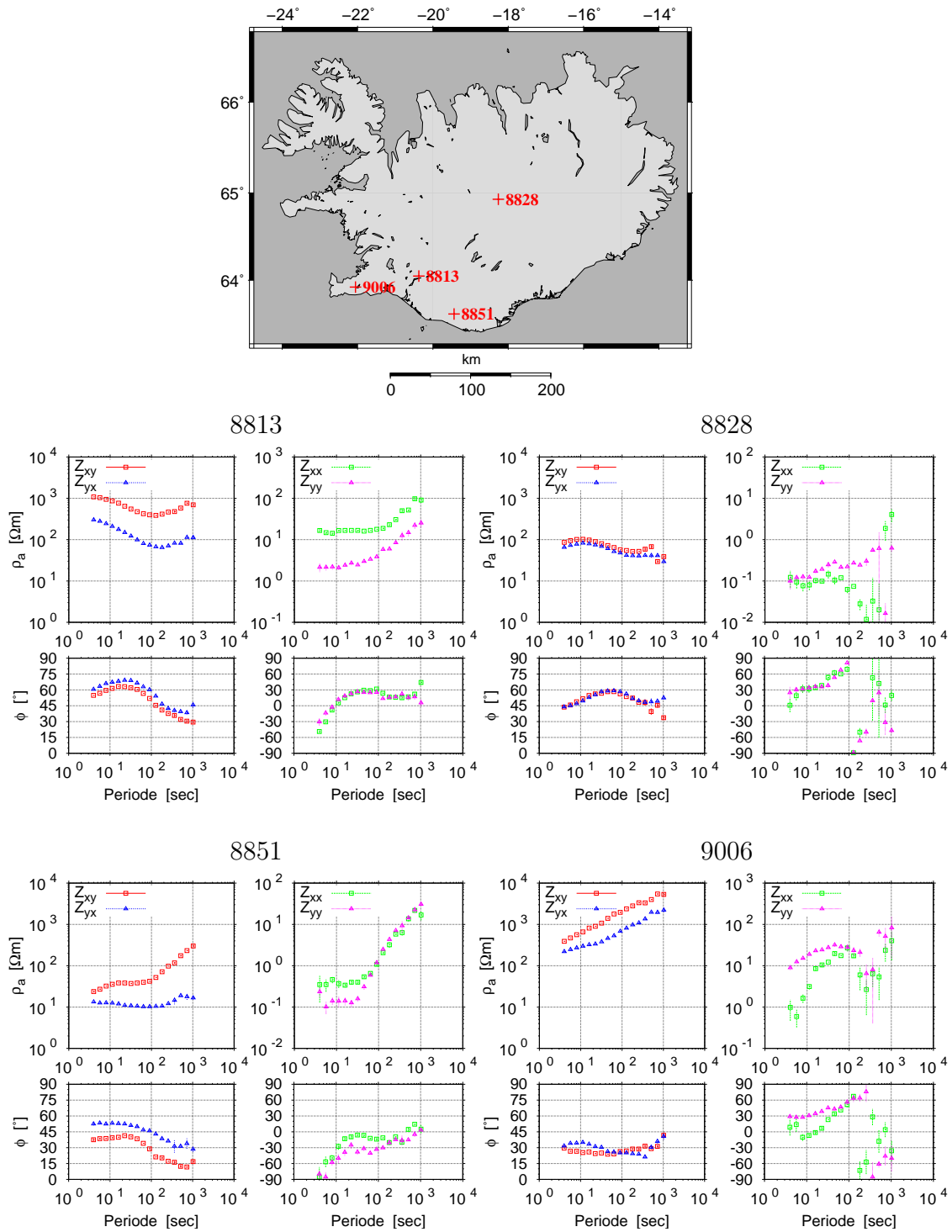


Abbildung 5.2: Beispiele für Sondierungskurven. Links: Nebendiagonalelemente, Rechts: Hauptdiagonalelemente, jeweils  $\rho_a$  (oben) und Phase  $\phi$  (unten).

Auswahlkriterium dieser Messpunkte war der unterschiedliche Phasenverlauf der Nebendiagonalelemente. Die Phase der  $yx$ -Komponente wurde zum besseren Vergleich mit der  $xy$ -Komponente durch Addition von  $180^\circ$  in den gleichen Quadranten ( $0^\circ$  bis  $+90^\circ$ ) verschoben. Die Phasen der Hauptdiagonalelemente sind im Bereich  $-90^\circ$  bis  $+90^\circ$  angegeben. Für den scheinbaren Widerstand ist die Skala für die Nebendiagonalelemente für alle Stationen identisch, während sie für die Hauptdiagonalelemente jeweils entsprechend angepasst wurde. Insgesamt sind die Beträge (und somit die scheinbaren Widerstände) der Komponenten  $Z_{xy}$  und  $Z_{yx}$  deutlich größer als die der Tensorelemente  $Z_{xx}$  und  $Z_{yy}$ . Letztere sind in den meisten Fällen auch weniger gut bestimmt, was in größeren Fehlerbalken zum Ausdruck kommt.

Im Nachfolgenden werden die Kurvenverläufe kurz diskutiert. Sie stehen dabei beispielhaft für eine ganze Anzahl von Stationen mit ähnlichen Merkmalen. Es sei angemerkt, dass hier noch keine Rotation auf Streichrichtungen stattgefunden hat, sondern die  $x$ -Richtung positiv nach magnetisch Nord weist und  $y$  positiv nach magnetisch Ost. Eine Diskussion von Unterschieden zwischen den Nebendiagonalelementen ist daher an dieser Stelle wenig sinnvoll und wird an entsprechender Stelle (Kap. 5.6) vorgenommen. Hier soll auf die generellen Unterschiede zwischen den Stationen hingewiesen werden.

Bei der Station 8813 zeigen die Nebendiagonalelemente ein Phasenmaximum zwischen 10 s und 100 s von  $60^\circ$ - $70^\circ$ . Entsprechend zeigen die  $\rho_a$ -Kurven ein ausgeprägtes Minimum. Auch die Kurven der Hauptdiagonalelemente zeigen einen vergleichsweise glatten Verlauf und der Widerstand liegt ca. 1-2 Dekaden unterhalb desjenigen für die Nebendiagonalelemente.

Bei Station 8828 ist  $\rho_a$  für  $Z_{xx}$  und  $Z_{yy}$  im Schnitt um zwei weitere Dekaden nach unten verschoben. Das Phasenmaximum von  $Z_{xy}$  und  $Z_{yx}$  liegt etwas tiefer (ca.  $60^\circ$ ) und ist zu etwas längeren Perioden hin verschoben. Das gilt auch für das Minimum in den Widerstandskurven.

Bei Station 8851 dagegen sind die Phasenmaxima kaum ausgeprägt und im Widerstandsverlauf ist kein klares Minimum mehr erkennbar. Bei den Hauptdiagonalelementen zeigt sich hier ein starker Trend: Anfangs liegen die Werte sehr niedrig und steigen dann zu den längeren Perioden hin stark an.

Bei Station 9006 bleiben die Phasen der Nebendiagonalelemente über den gesamten Periodenbereich deutlich unter  $45^\circ$  und entsprechend steigt der Widerstand an. Für die Hauptdiagonalelemente liegt der berechnete scheinbare Widerstand wieder deutlich (1-2 Dekaden) höher als für die Stationen 8851 und 8828.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden die Übertragungsfunktionen auf Qualität und Konsistenz hin überprüft, d. h. stark fehlerbehaftete Daten sowie Ausreißer wurden entfernt, um das Gesamtbild der Daten nicht zu verzerren und keine Missinterpretationen zu erzeugen.

### 5.3 Magnetische Übertragungsfunktionen

Wie in Kapitel 5.1 bereits dargestellt, wurde an einigen Stationen neben den horizontalen Feldern auch das vertikale Magnetfeld gemessen. Hier können somit magnetische Übertragungsfunktionen berechnet werden, die weitere Hinweise auf laterale Leitfähigkeitskontraste geben können. Insbesondere stehen bei zweidimensionalen Strukturen

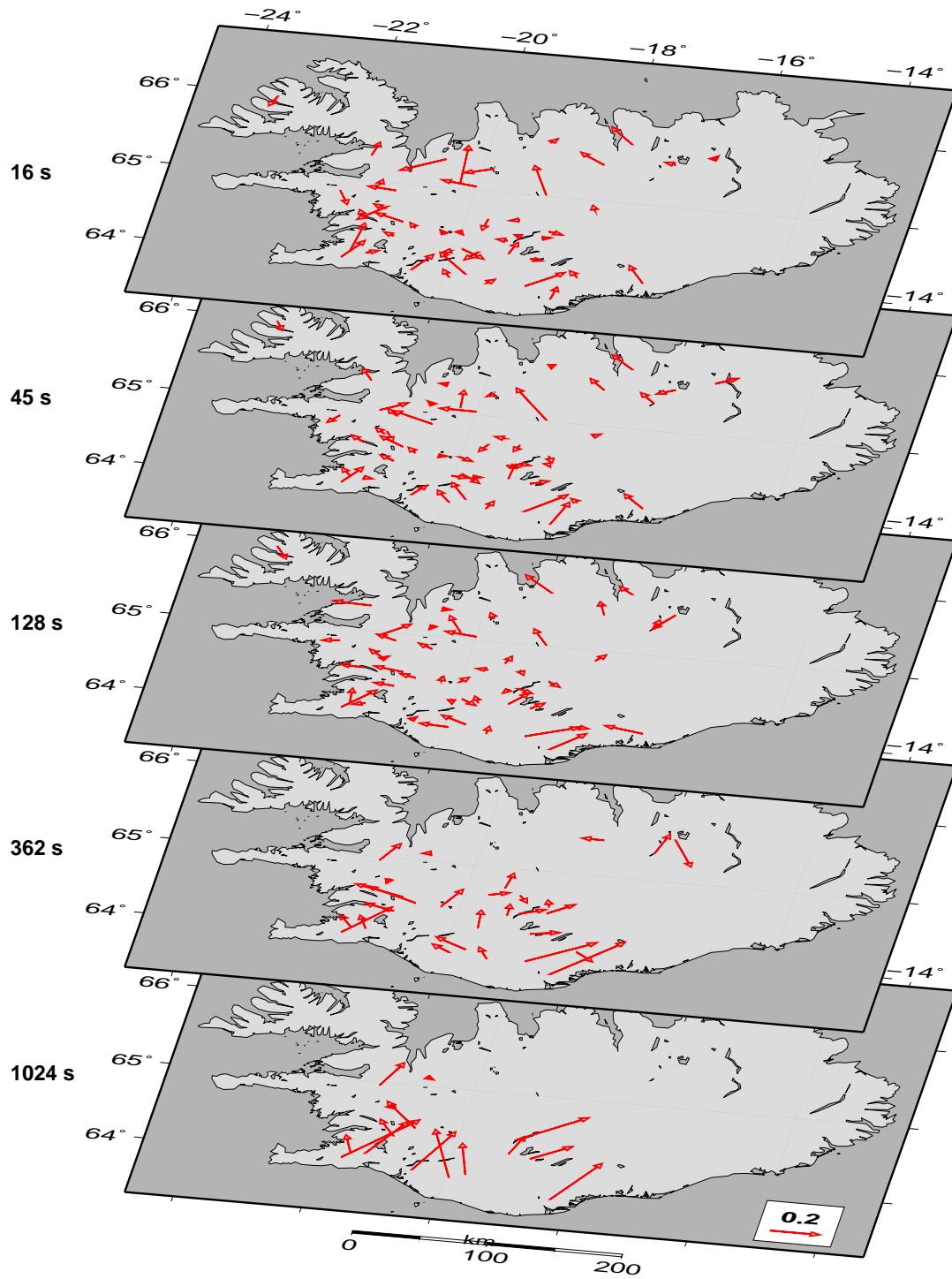


Abbildung 5.3: Die Induktionsvektoren (Realteile) für fünf verschiedene Periodenwerte.

die Induktionsvektoren senkrecht zu deren Streichrichtung und weisen in der Wiese-Konvention vom guten zum schlechten Leiter (vgl. Kap. 3.5). Sie können somit zur Bestimmung einer möglichen Streichrichtung hilfreich sein. In Abb. 5.3 sind die Induktionsvektoren für fünf verschiedene Perioden dargestellt. Die Darstellungen sind der Übersichtlichkeit halber auf die Realteile beschränkt.

Es zeigt sich, dass diese Vektoren, räumlich betrachtet, ein sehr inhomogenes Verhalten zeigen. Sie scheinen stark von lokalen Leitfähigkeitsanomalien (z. B. Vulkanen, hydrothermalen Gebieten) beeinflusst zu sein, was besonders bei den kurzen Perioden zu einem eher ungeordneten Bild führt.

Im Süden Islands allerdings zeigt sich bereits bei kurzen Perioden ein Trend, der sich zu den langen Perioden hin fortsetzt. Da die Vektoren hier größtenteils von der Küste wegzeigen und mit wachsender Periode länger werden, liegt die Vermutung nahe, dass es sich um Einflüsse des Küsteneffekts handelt, da hier der Abbruch der Schelfkante relativ dicht vor der Küste verläuft und somit schnell große Meerestiefen (und somit starke Leitfähigkeitskontraste) erreicht werden (siehe Abb. 2.1).

In Zentralisland sind die Induktionsvektoren vergleichsweise kurz, Dies deutet auf geringe Leitfähigkeitskontraste in diesem Bereich hin. Bei 128 s weisen die Vektoren im westlichen und nordwestlichen Teil Islands in Richtung WNW. Dies könnte in Zusammenhang mit dem Verlauf der EVZ (östliche vulkanische Zone) stehen. Weitere Rückschlüsse lassen sich aus dem Verhalten der Induktionsvektoren nicht ziehen.

### 5.4 Invarianten und Dimensionalität

Nachfolgend werden die Rotationsinvarianten des MT-Tensors nach Weaver et al. (2000) und Weaver et al. (2006) berechnet. In der Tabelle 5.2 sind die so bestimmten Invarianten für die vier Beispielstationen (vgl. Abb 5.2) und jeweils vier Perioden dargestellt.

Hier zeigt sich, dass der Tensor an der Station 8828 im Wesentlichen als eindimensional betrachtet werden kann. Bis auf die Periode von 1000 s ist  $I_0$  sehr klein und somit ist  $I_7$  unbestimmt - die angegebenen Werte also bedeutungslos. Das bestätigt sich auch bei  $I_3$  bis  $I_6$ , die für die ersten drei angegebenen Perioden alle betragsmäßig kleiner als 0.1, also vernachlässigbar sind.

An Station 8813 ist dagegen keine Invariante vernachlässigbar. Insbesondere sind auch  $I_5$  und  $I_6$  besetzt, so dass davon ausgegangen werden muss, dass der Tensor statisch verzerrt ist.  $|I_7|$  ist jedoch relativ klein (wiederum abgesehen vom Wert bei 1000 s), so dass die Daten annähernd noch als zweidimensional betrachtet werden können (mit geringen 3D-Einflüssen).

Anders verhält es sich bei den beiden unteren Stationen in Tabelle 5.2. Hier ist  $|I_7|$  deutlich größer, so dass von 3D-Daten ausgegangen werden muss. Dabei zeigen die Tensoren von Station 9006 die größten 3D-Einflüsse und zwar schon bei kurzen Perioden. Lediglich  $|I_5|$  und  $|I_6|$  sind im Falle der Stationen 8851 und 9006 relativ klein, d. h. es treten keine allzu großen galvanischen Verzerrungen auf.  $I_3$  und  $I_4$  sowie auch  $|I_7|$  und  $I_0$  steigen bei Station 8851 mit der Periode an, was bedeutet, dass die 2D und 3D-Einflüsse entsprechend zunehmen. Bei Station 9006 zeigen die Daten schon bei kurzen Perioden hohe Mehrdimensionalität. Betrachtet man den Verlauf von  $I_1$  und  $I_2$  allgemein, so zeigt sich für alle Stationen eine Verringerung mit steigender Periode.

Tabelle 5.2: Die Invarianten  $I_1$  bis  $I_7$  sowie  $I_0$  für vier Beispielstationen.

<b>8813</b>	$I_1$	$I_2$	$I_3$	$I_4$	$I_5$	$I_6$	$I_7$	$I_0$
16 s	5.43	10.09	0.50	0.34	-0.14	0.11	0.17	0.26
63 s	2.33	3.42	0.56	0.38	-0.16	0.07	0.02	0.27
251 s	1.68	1.27	0.57	0.42	-0.14	0.07	-0.03	0.26
1000 s	1.08	0.72	0.64	0.41	-0.35	-0.22	-0.68	0.31
<b>8828</b>	$I_1$	$I_2$	$I_3$	$I_4$	$I_5$	$I_6$	$I_7$	$I_0$
16 s	3.28	4.11	0.06	0.07	-0.01	0.00	0.11	0.04
63 s	1.19	1.77	0.08	0.08	-0.01	-0.01	-0.50	0.02
251 s	0.65	0.69	0.09	0.07	0.01	-0.04	-0.75	0.09
1000 s	0.32	0.26	0.25	0.20	0.28	-0.26	-0.84	0.33
<b>8851</b>	$I_1$	$I_2$	$I_3$	$I_4$	$I_5$	$I_6$	$I_7$	$I_0$
16 s	1.98	1.81	0.40	0.19	-0.05	0.02	-0.08	0.28
63 s	1.06	0.79	0.44	0.23	-0.08	-0.03	-0.31	0.39
251 s	0.86	0.33	0.67	0.28	-0.04	-0.07	-0.35	0.74
1000 s	0.71	0.23	0.80	0.45	0.06	-0.08	-0.49	0.68
<b>9006</b>	$I_1$	$I_2$	$I_3$	$I_4$	$I_5$	$I_6$	$I_7$	$I_0$
16 s	11.51	6.03	0.31	0.16	-0.15	-0.10	-0.67	0.17
63 s	8.37	3.66	0.32	0.36	-0.05	-0.03	-0.53	0.16
251 s	5.71	2.77	0.26	0.35	-0.09	-0.10	-0.92	0.11
1000 s	3.24	2.66	0.24	0.26	-0.03	-0.05	-0.41	0.28

Die Abb. 5.4 bis 5.19 zeigen die Werte der sieben voneinander unabhängigen Invarianten  $I_1$  bis  $I_7$  sowie der abgeleiteten Invarianten  $I_0$  für alle zur Verfügung stehenden Stationen auf Island und jeweils vier verschiedene Periodenwerte. Zur Darstellung der Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  wurde eine pseudo-logarithmische Farbskala gewählt und für die Invarianten  $I_5$ ,  $I_6$  und  $I_7$  ist jeweils der Betrag dargestellt. Die Stationen, an denen der Impedanztensor nicht vollständig vorlag (dies betrifft hauptsächlich die Messungen der Jahre 1977 und 1980, vgl. Kap. 5.1), konnten in diese Analyse nicht mit einbezogen werden.

Da im 1D-Fall aus den Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  der scheinbare Widerstand direkt abgeleitet werden kann (siehe Tabelle 3.1), dienen die Abbildungen 5.4 bis 5.7 einer groben Abschätzung der Leitfähigkeitsstruktur unter Island. Deutlich zu erkennen ist eine Abnahme sowohl von  $I_1$  als auch von  $I_2$  mit zunehmender Periode und somit auch zunehmender Tiefe. Dieser Trend ist für die Stationen im Zentrum und im Westen Islands besonders stark. Zu den Küsten hin setzt er sich erst bei längeren Perioden und in etwas abgeschwächter Form fort. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die oberen Schichten weniger gut leitfähig sind und in einer bestimmten Tiefe eine gut leitende Zone existieren muss.

Die Invarianten  $I_3$  und  $I_4$  geben einen ersten Hinweis auf die Dimensionalität der Tensoren; kleine Werte deuten auf eher eindimensionale Daten hin. Eine Gruppe solcher Stationen befindet sich ungefähr im Zentrum der Insel (vgl. Abb. 5.8 bis 5.11). Hohe

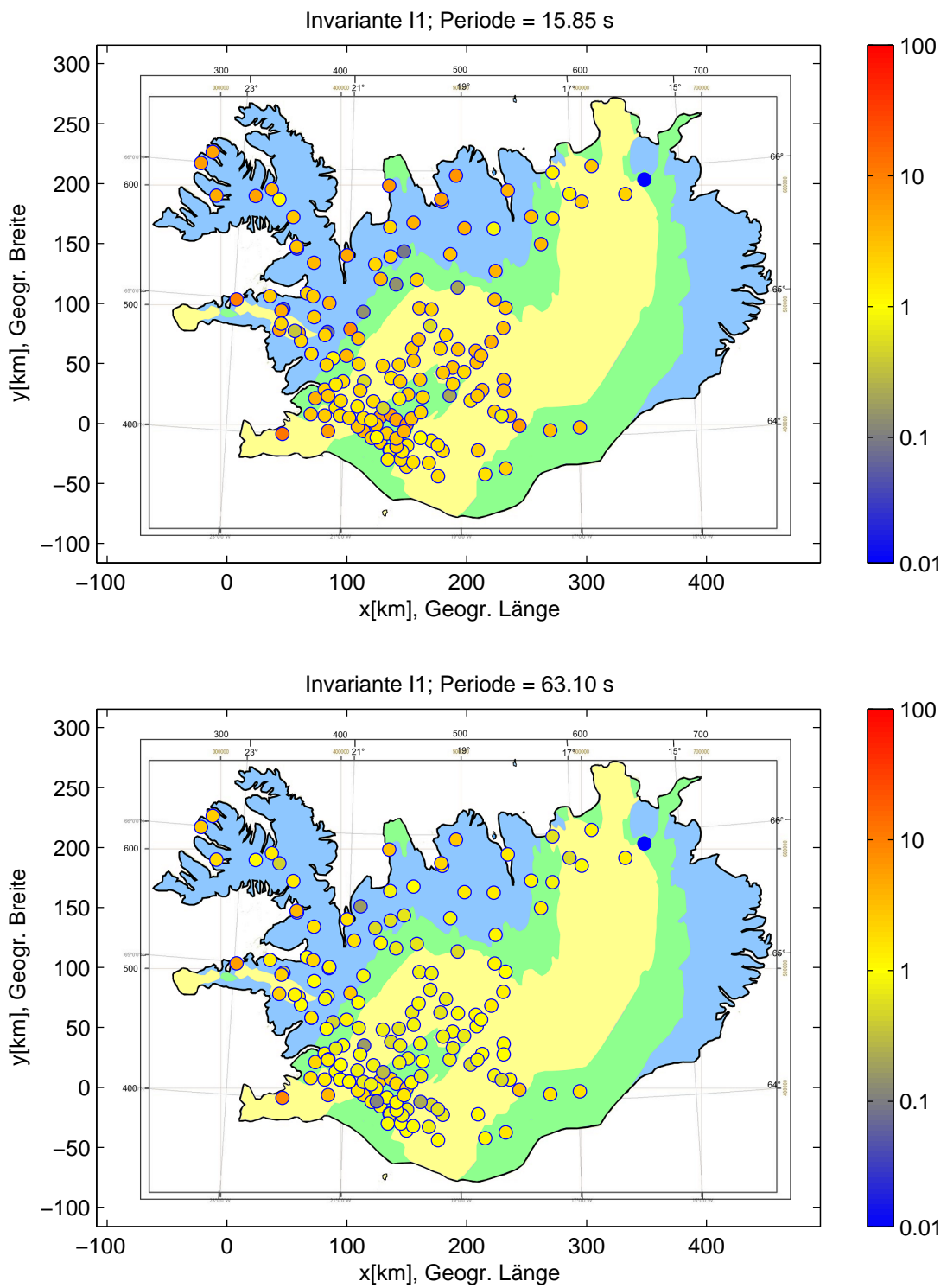


Abbildung 5.4: Die Invariante  $I_1$  für die Perioden 16s und 63s mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

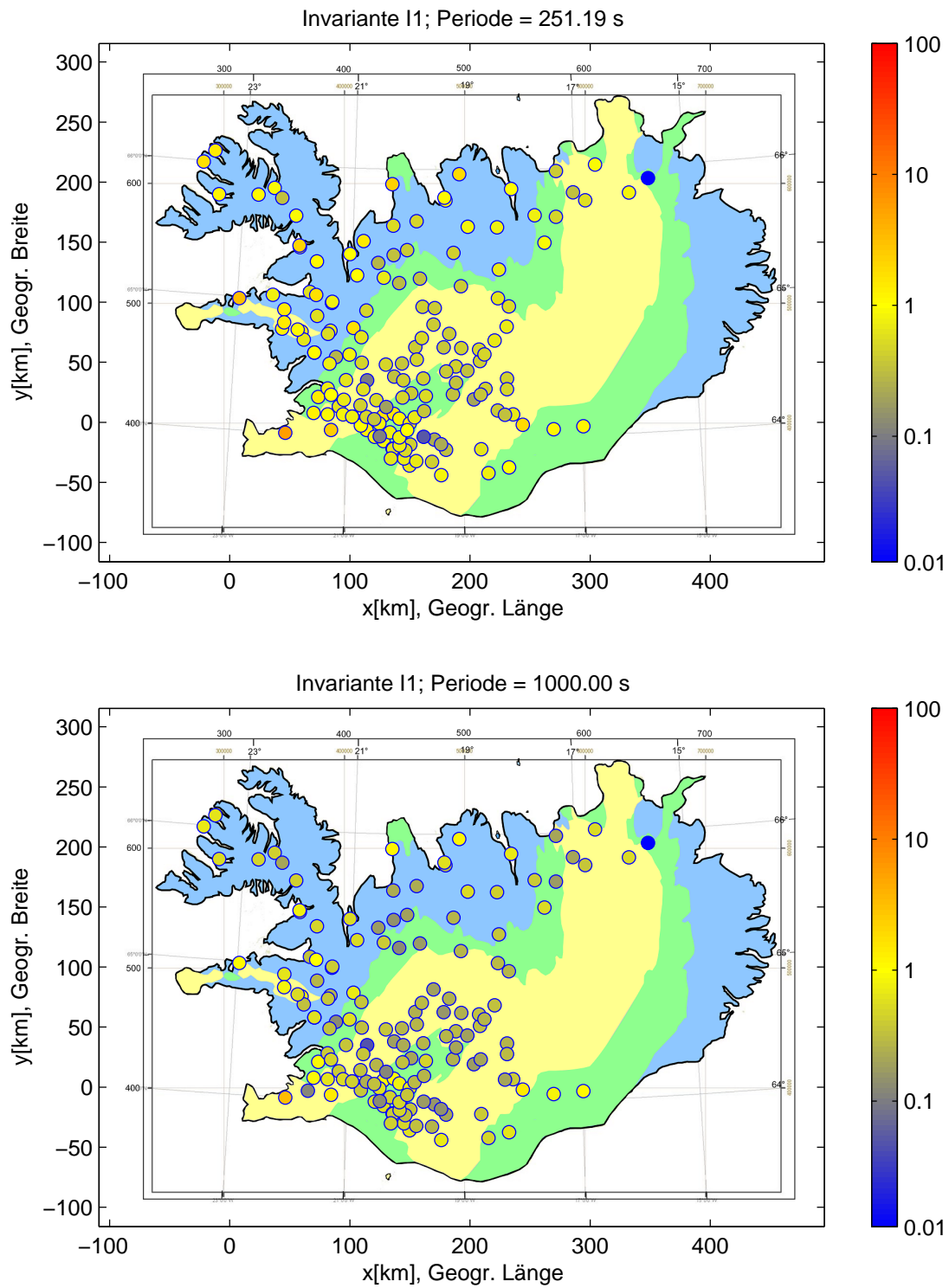


Abbildung 5.5: Die Invariante  $I_1$  für die Perioden 251s und 1000s mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

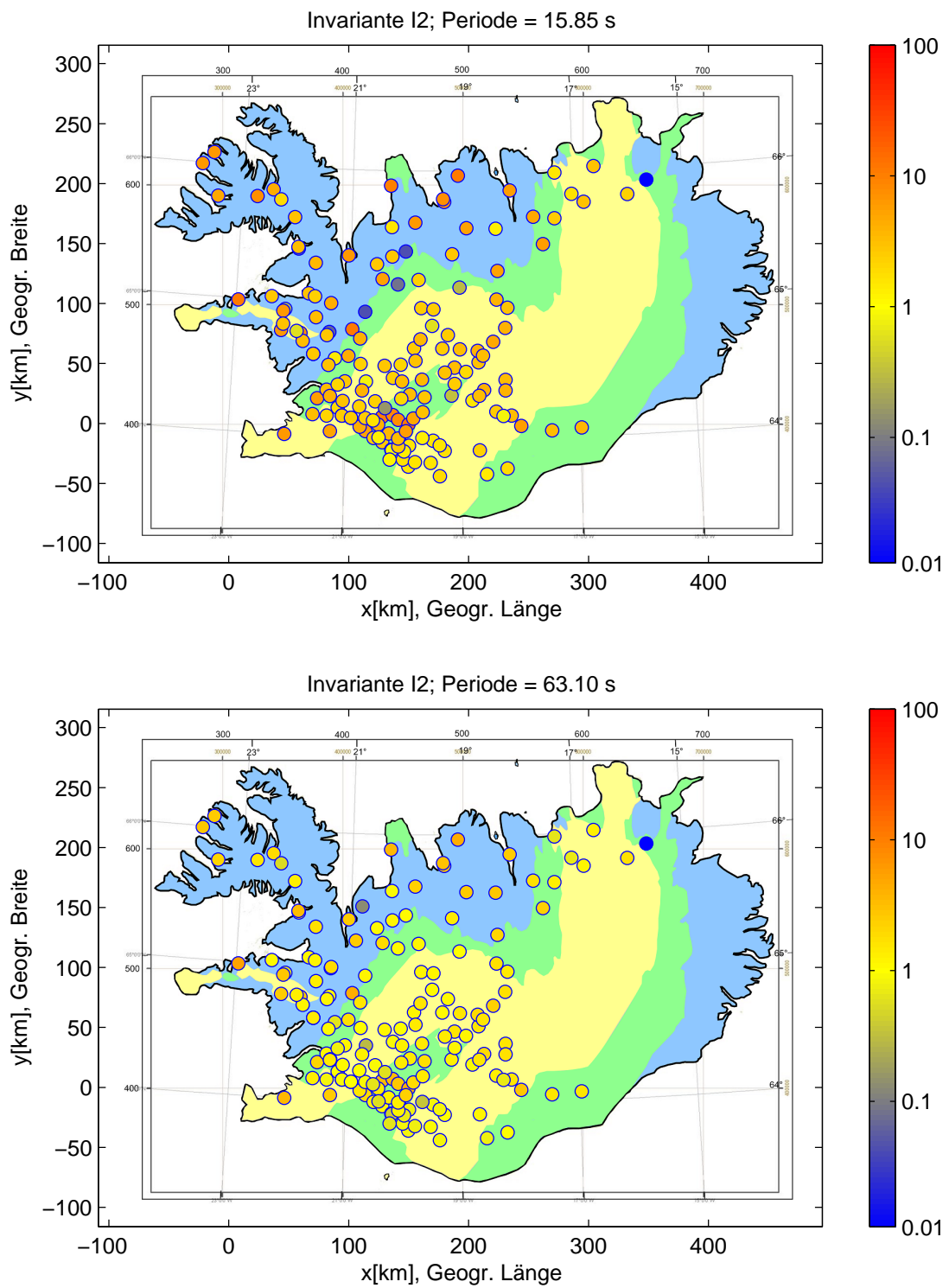


Abbildung 5.6: Die Invariante  $I_2$  für die Perioden 16s und 63s mit pseudo-logarithmischer Farbskala.



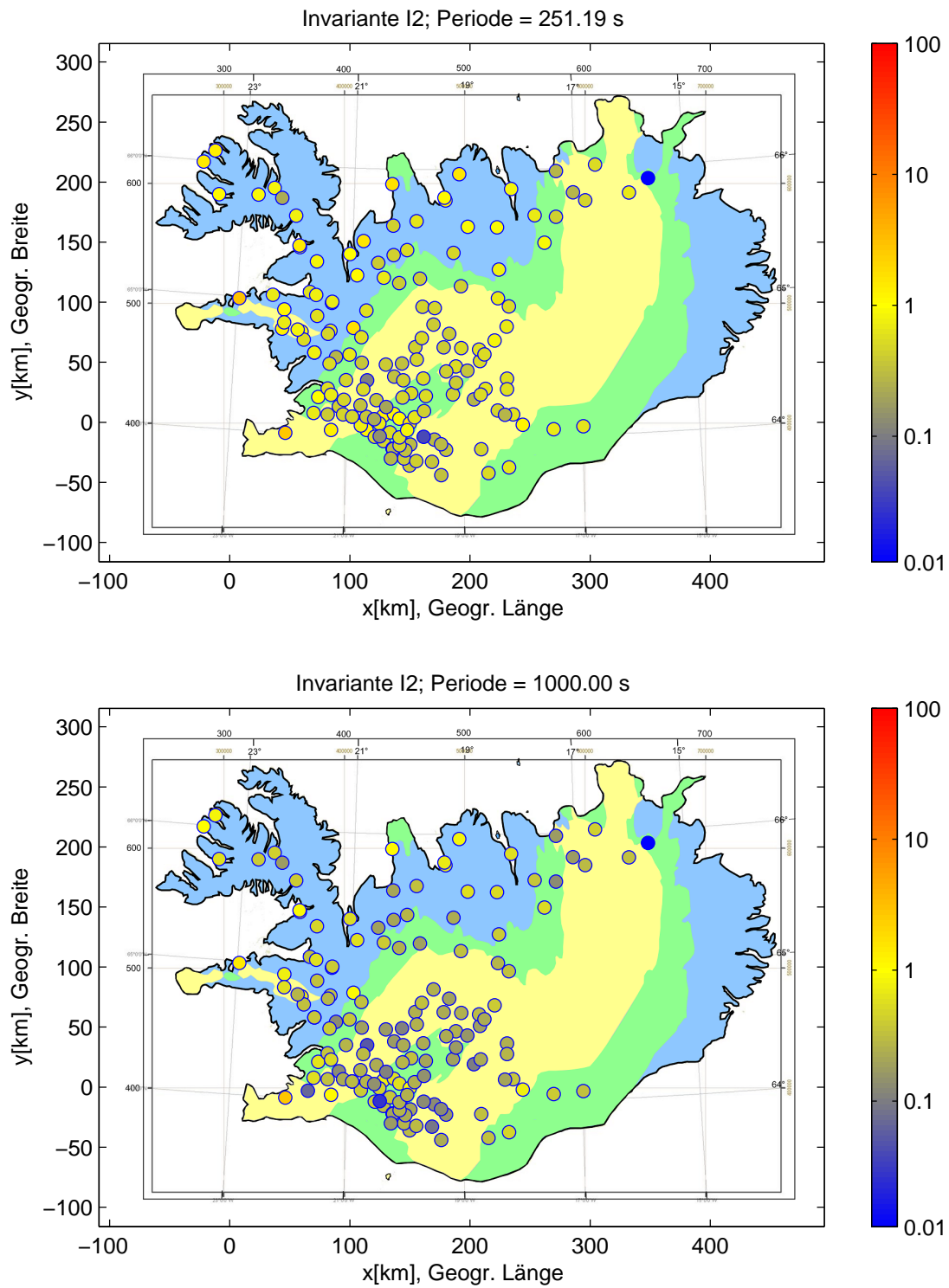


Abbildung 5.7: Die Invariante  $I_2$  für die Perioden 251s und 1000s mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

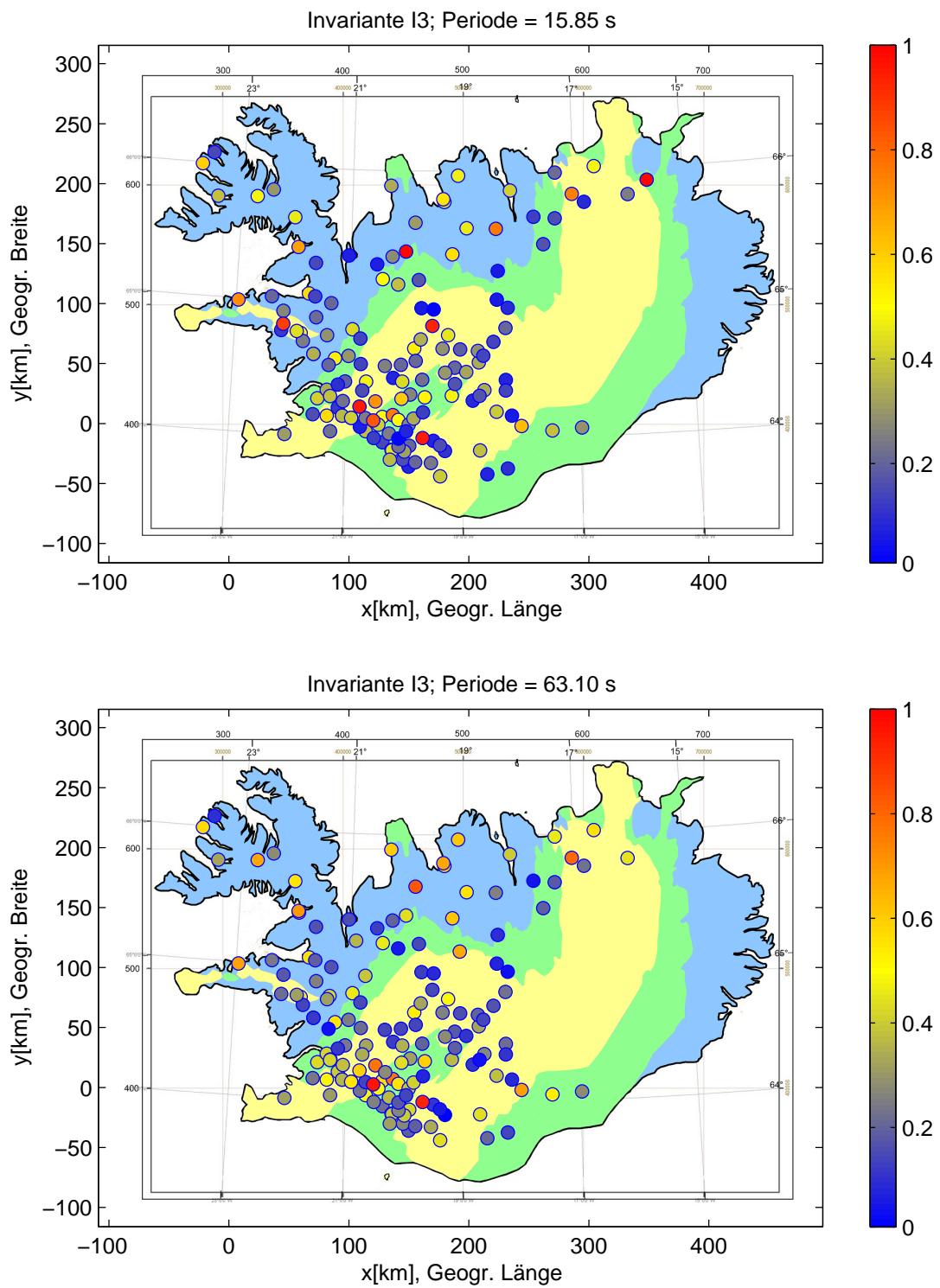


Abbildung 5.8: Die Invariante  $I_3$  für die Perioden 16s und 63s.

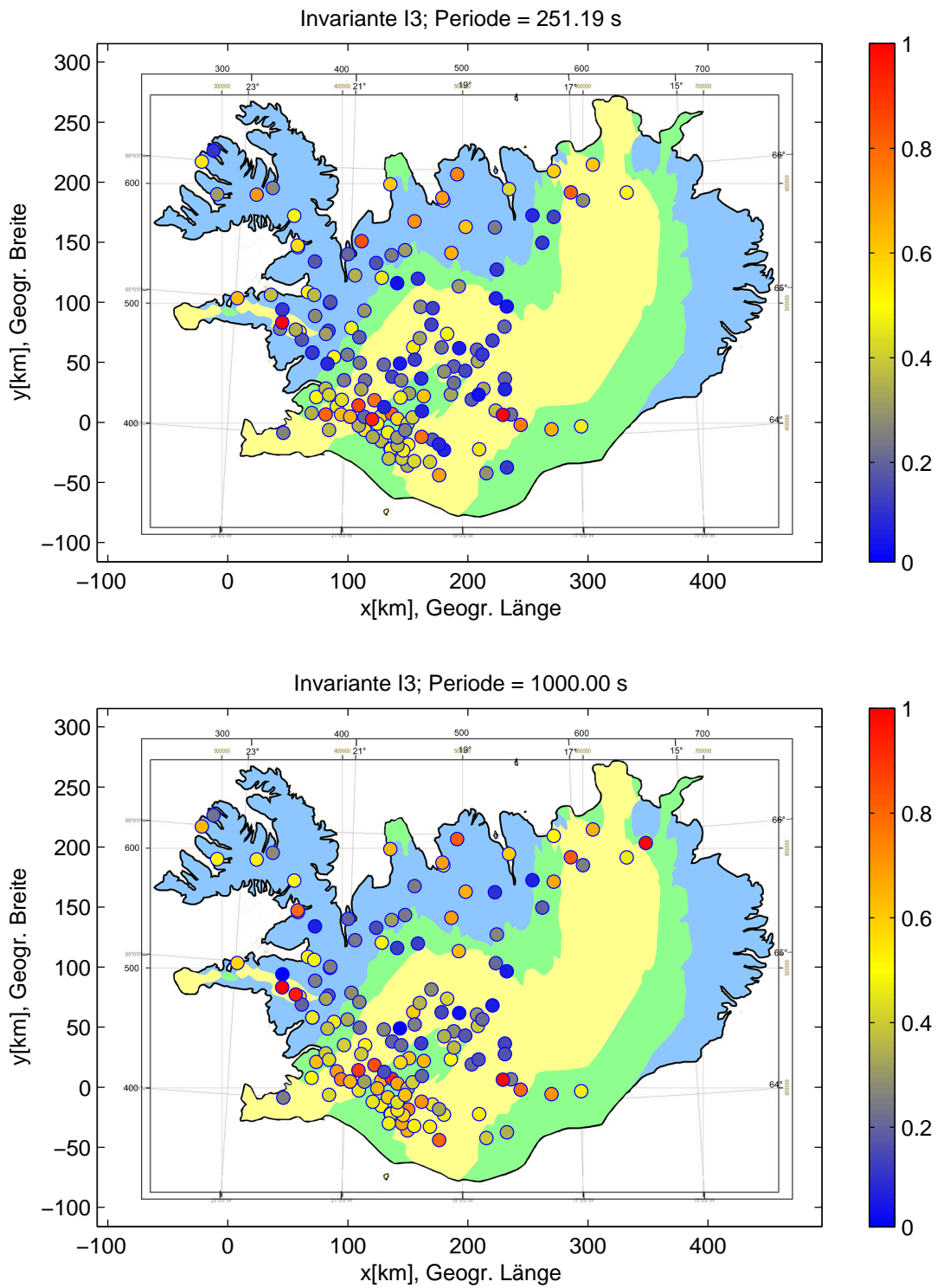


Abbildung 5.9: Die Invariante  $I_3$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

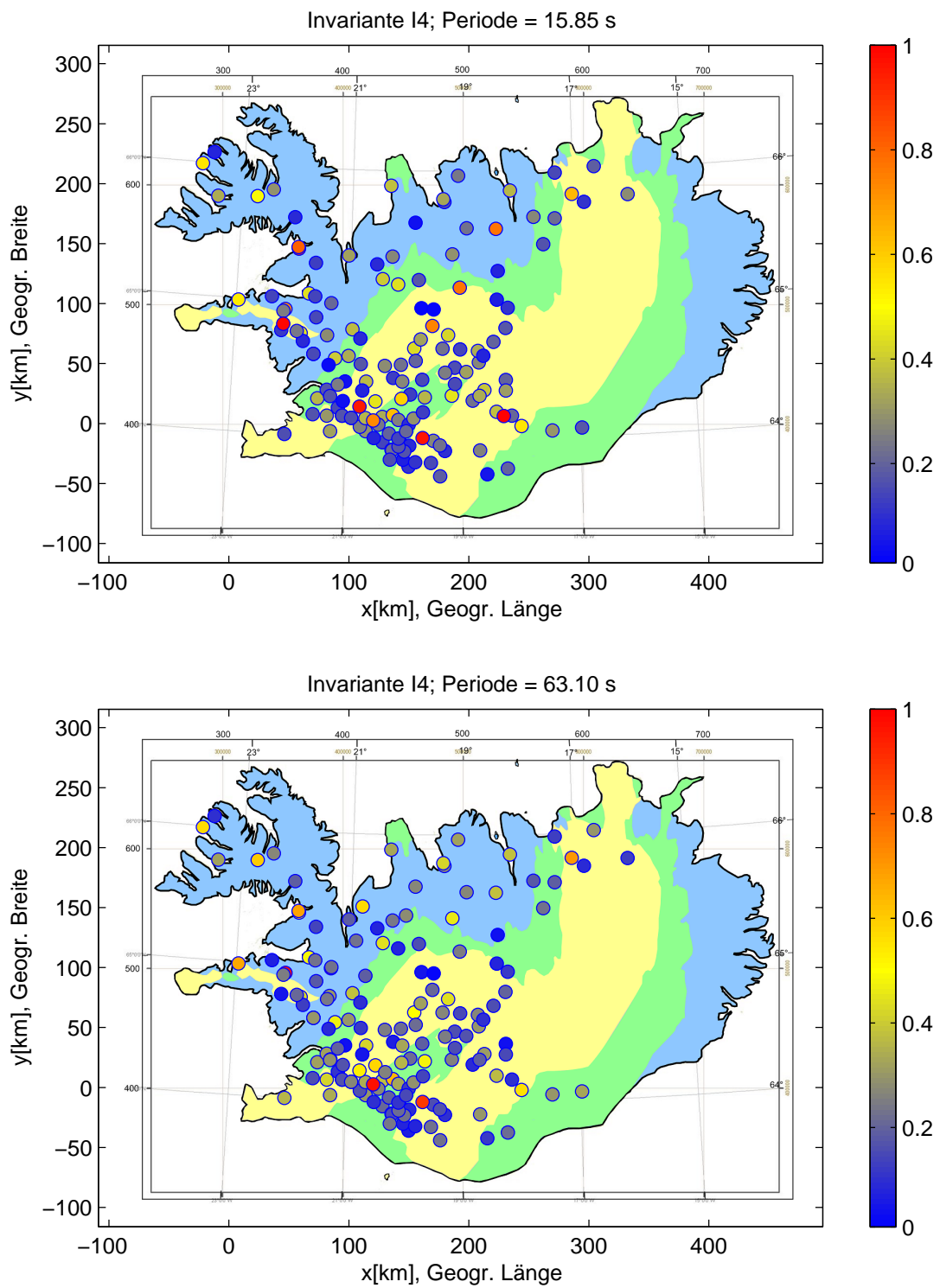


Abbildung 5.10: Die Invariante  $I_4$  für die Perioden 16 s und 63 s.

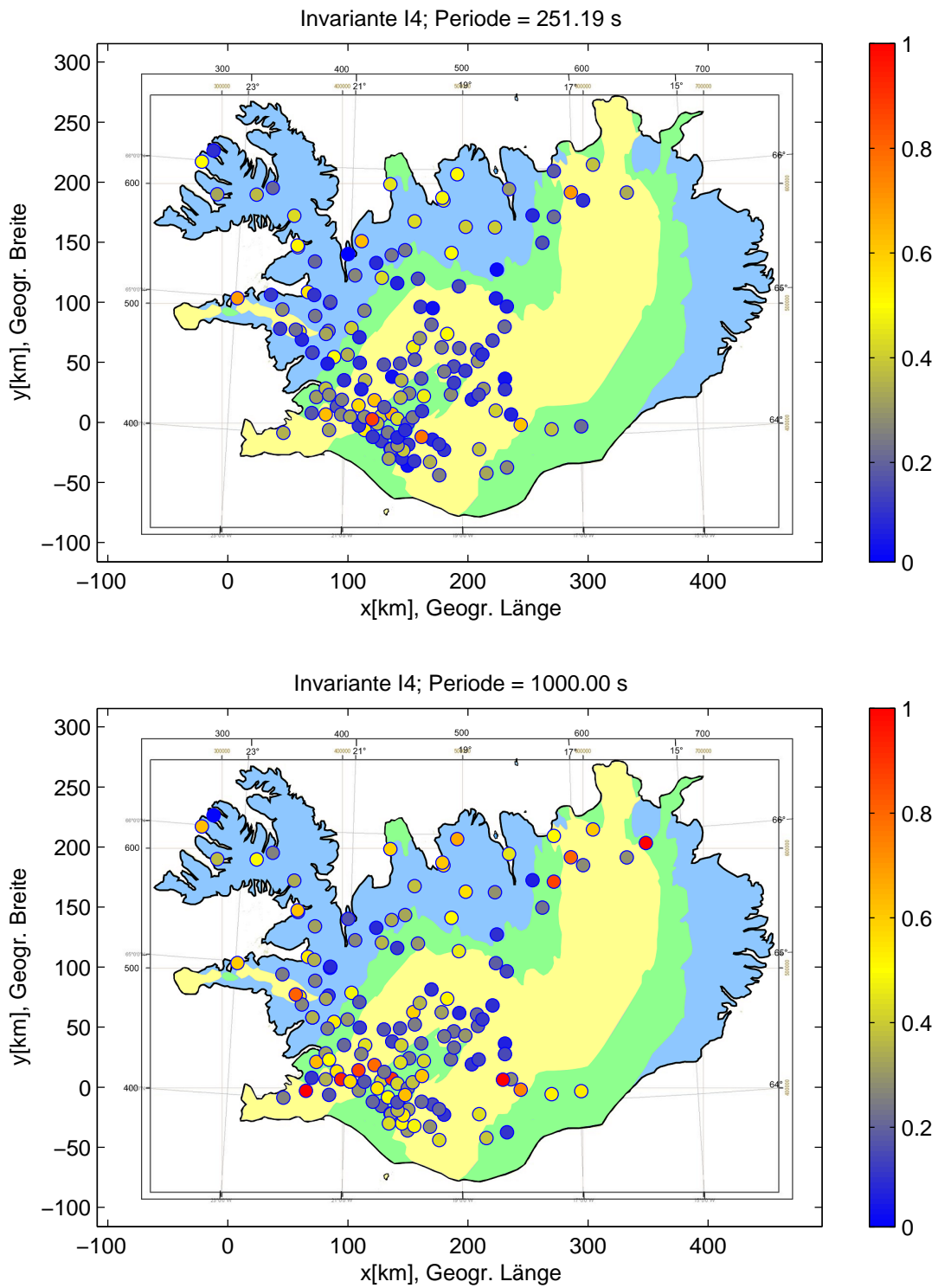


Abbildung 5.11: Die Invariante  $I_4$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

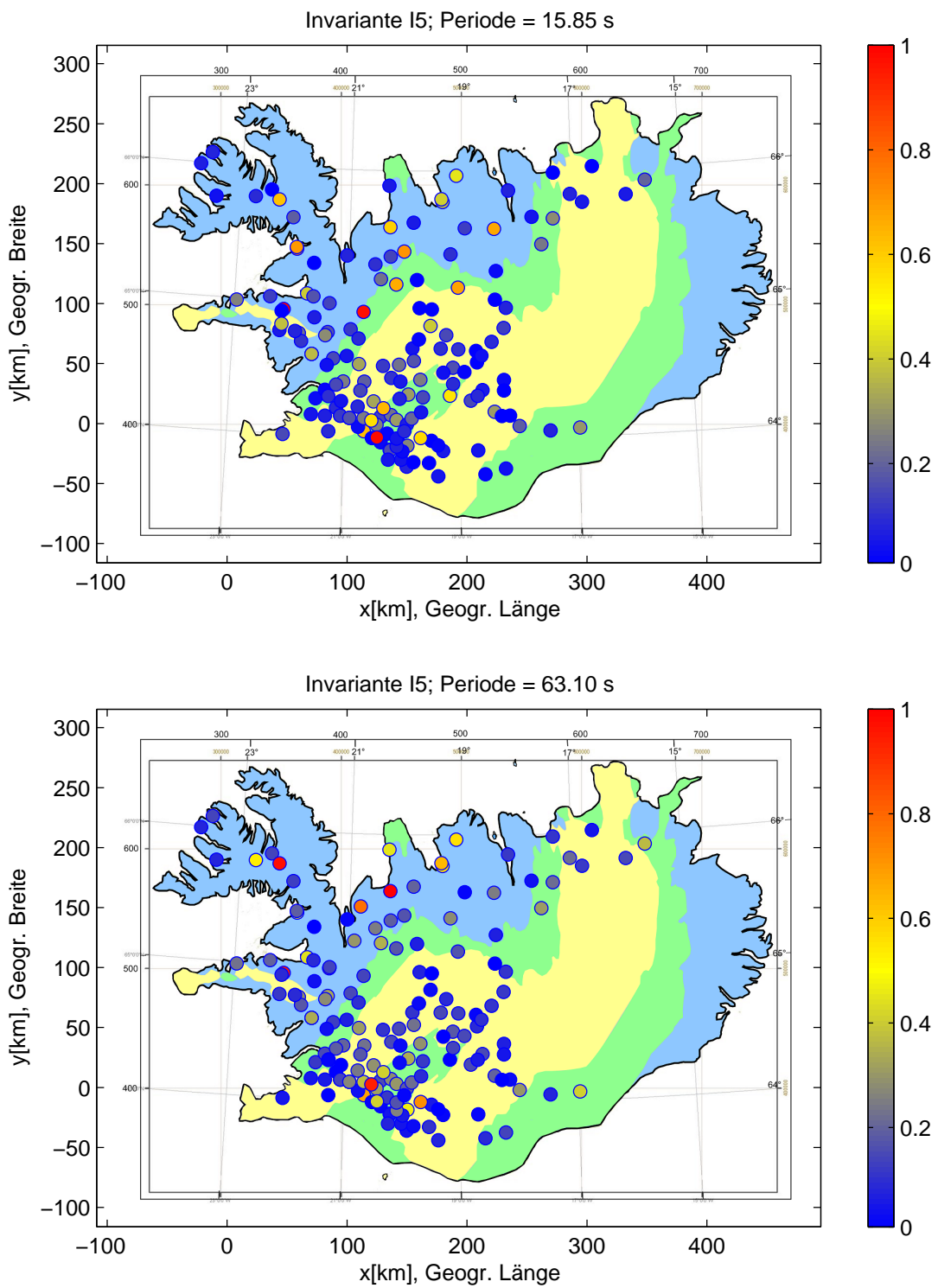


Abbildung 5.12: Der Betrag der Invarianten  $I_5$  für die Perioden 16 s und 63 s.

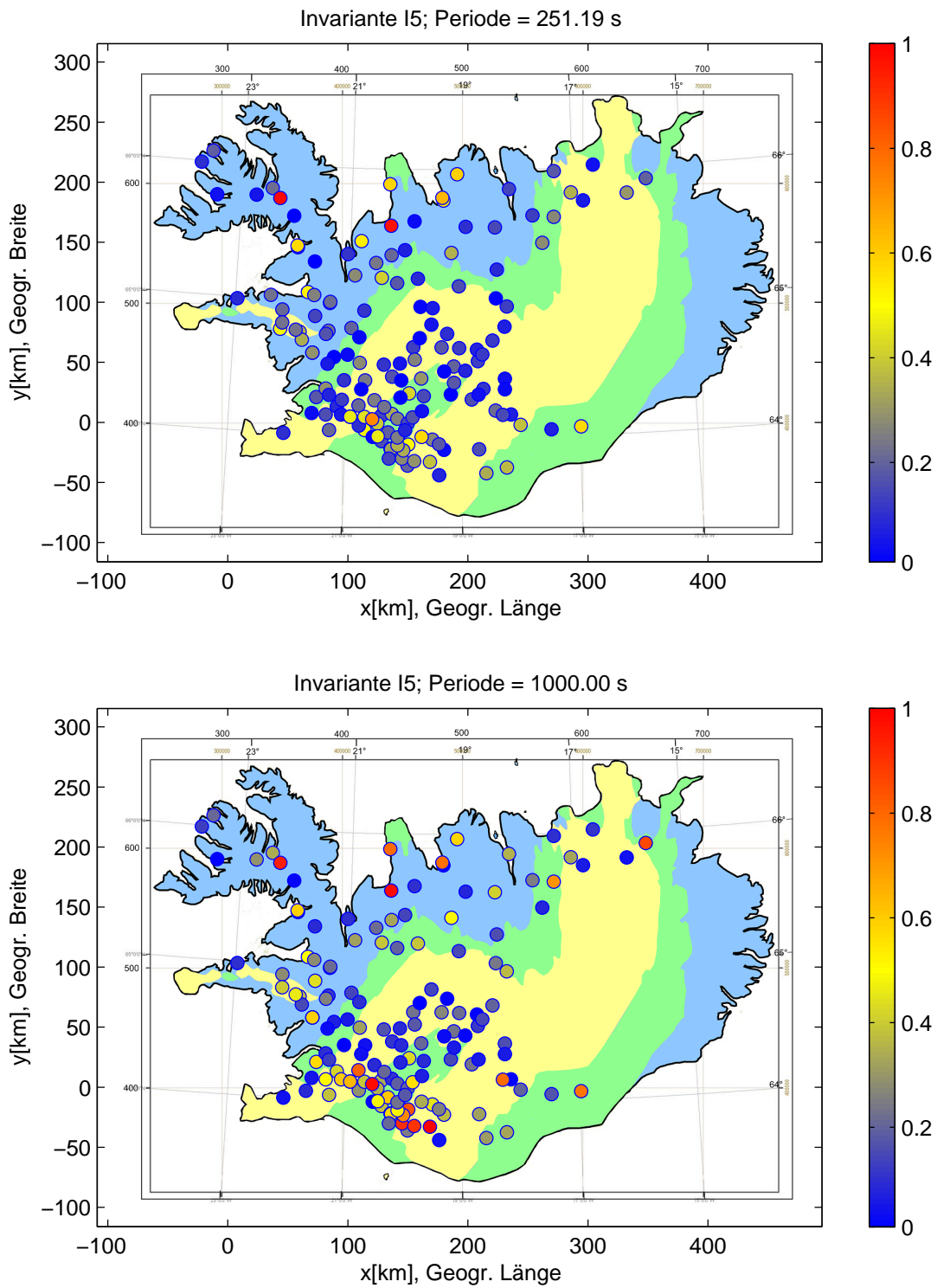


Abbildung 5.13: Der Betrag der Invarianten  $I_5$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

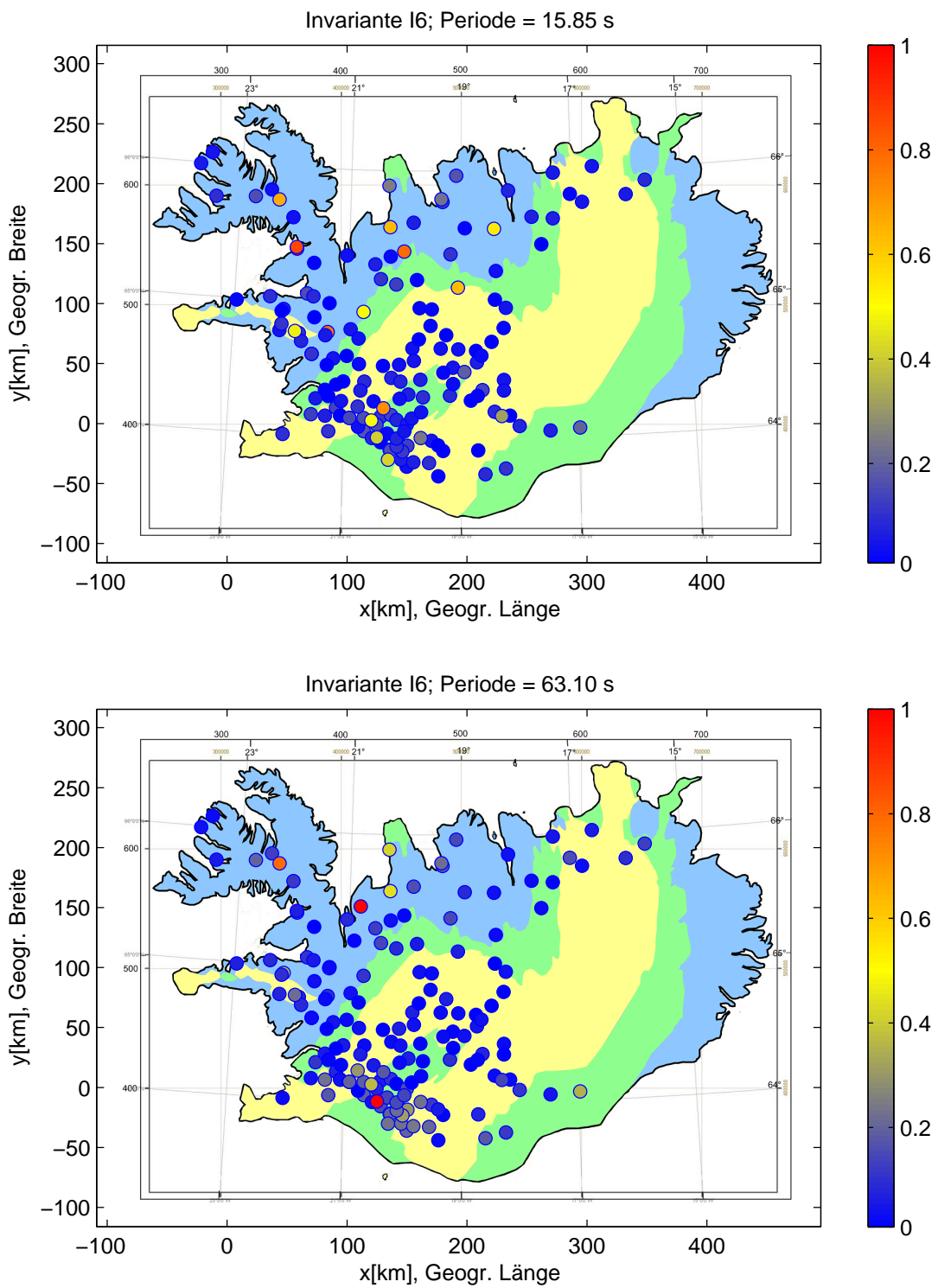


Abbildung 5.14: Der Betrag der Invarianten  $I_6$  für die Perioden 16 s und 63 s.



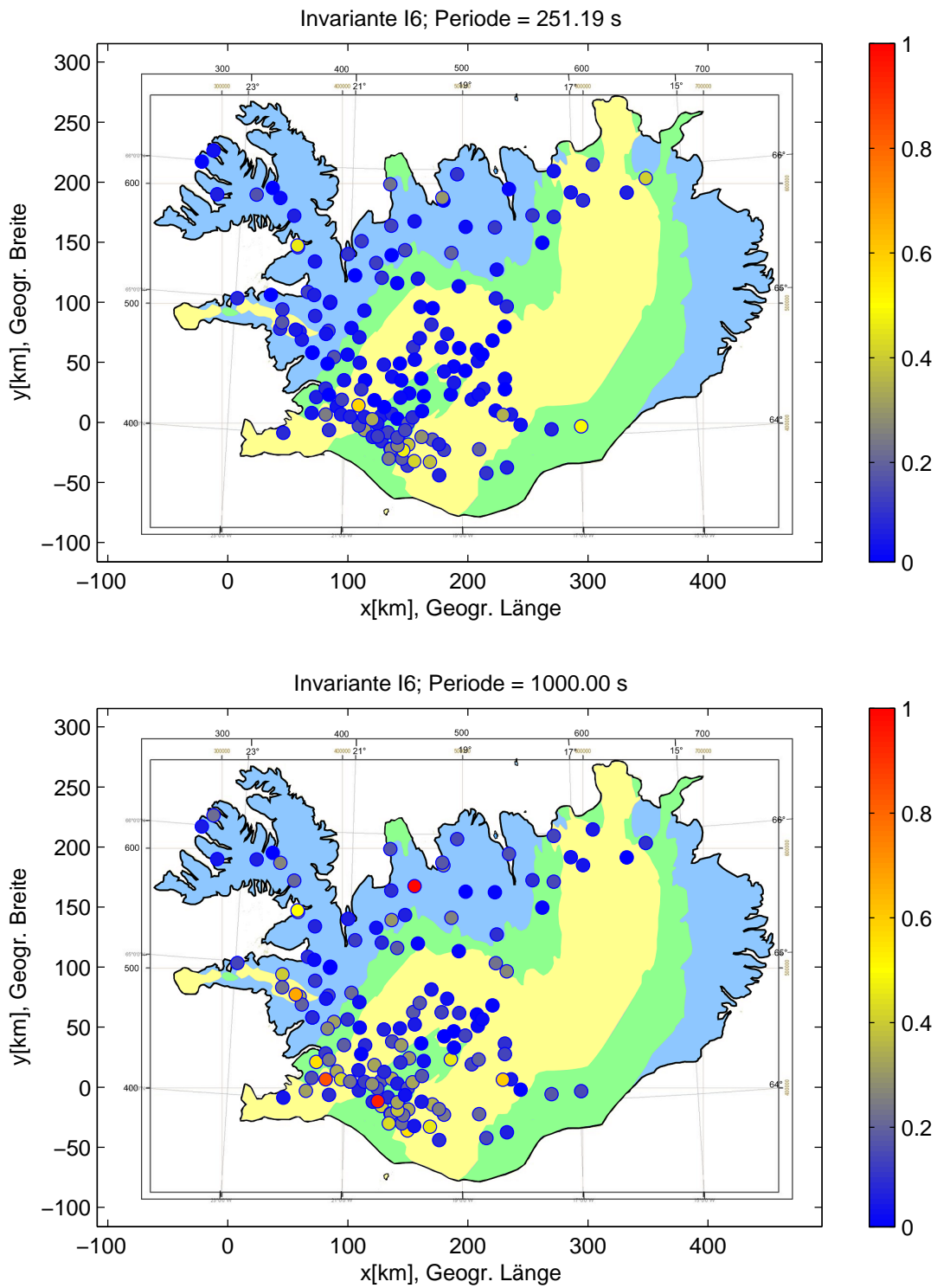


Abbildung 5.15: Der Betrag der Invarianten  $I_6$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

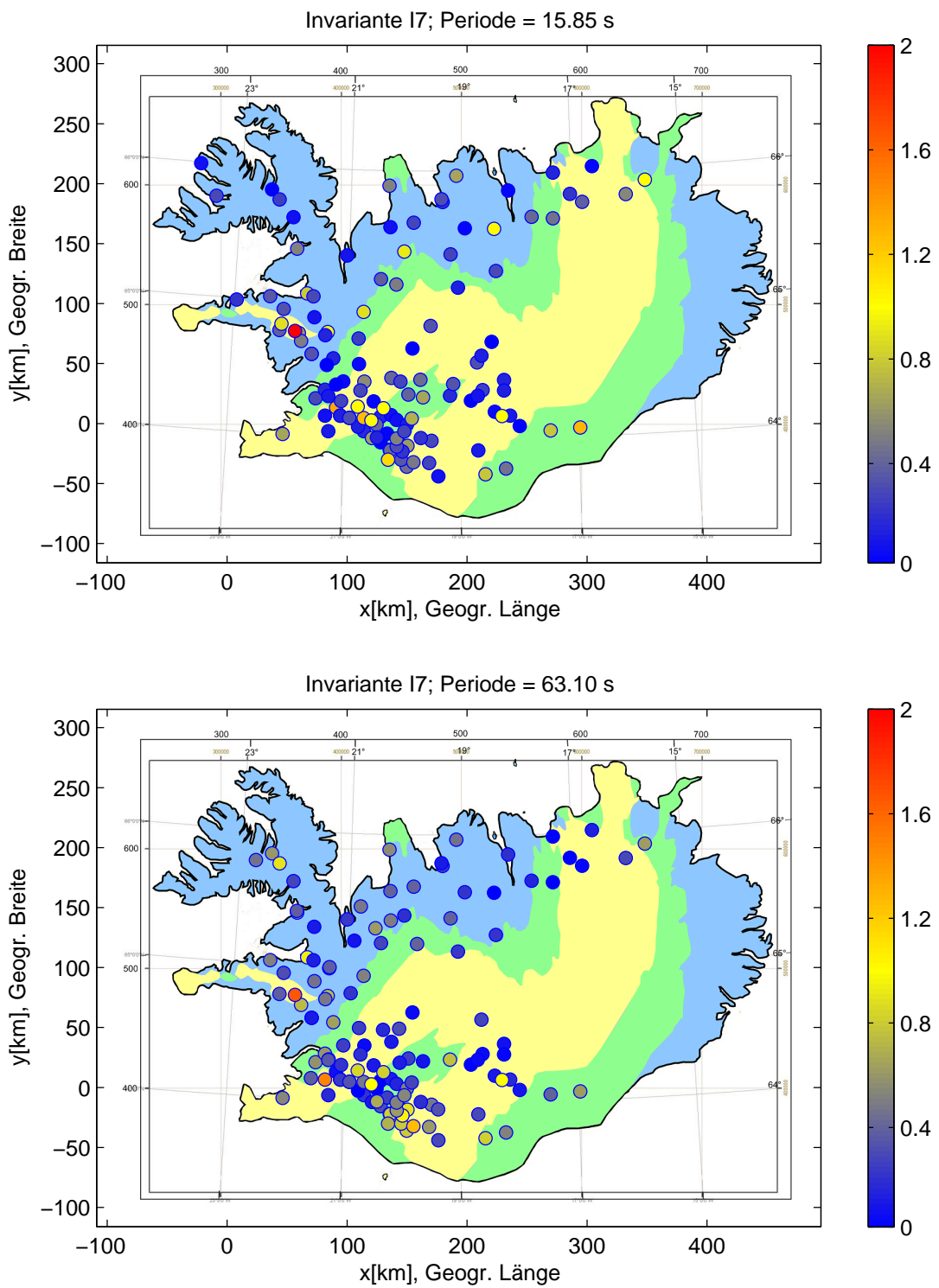


Abbildung 5.16: Der Betrag der Invarianten  $I_7$  für die Perioden 16 s und 63 s.

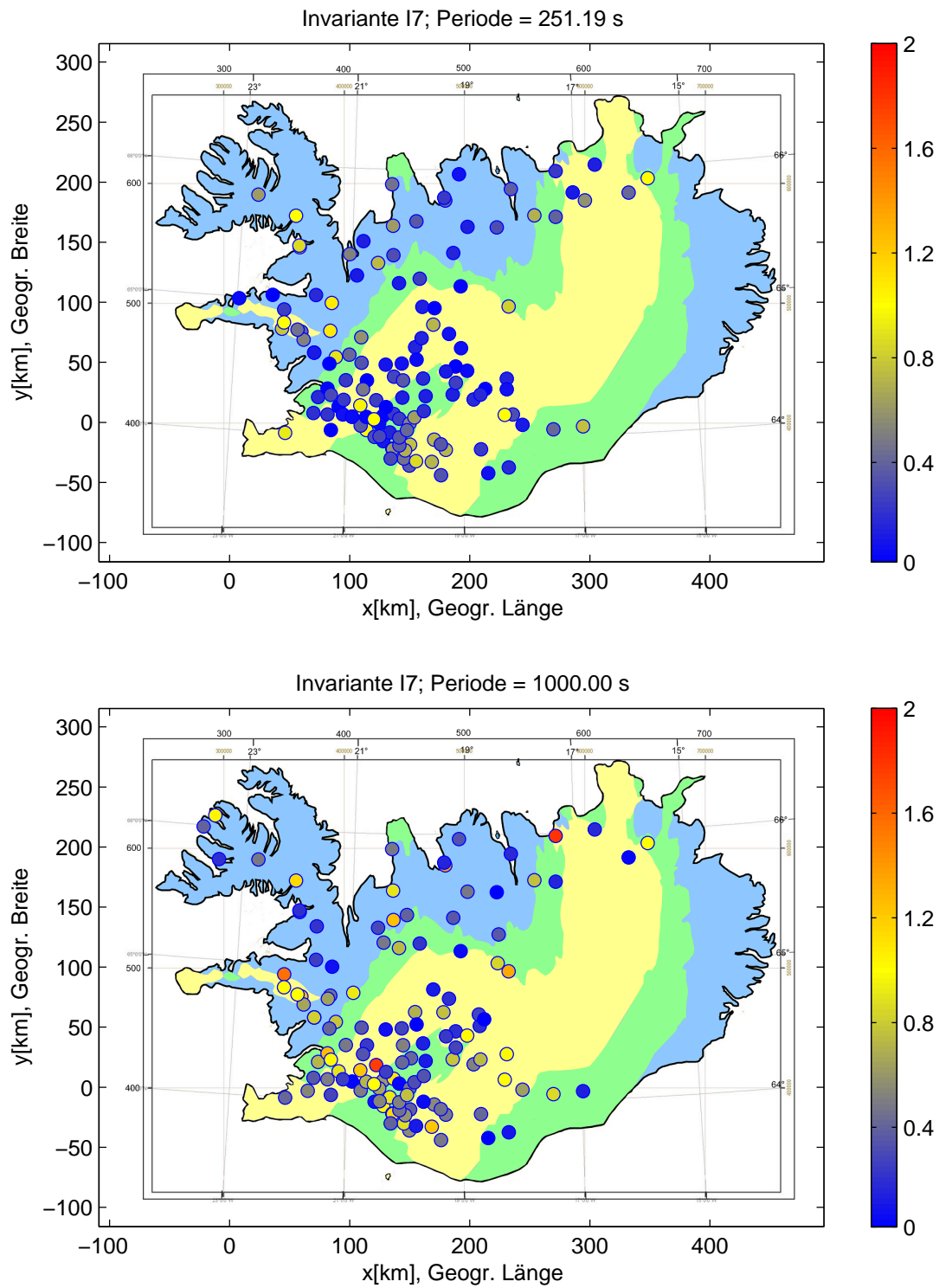


Abbildung 5.17: Der Betrag der Invarianten  $I_7$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

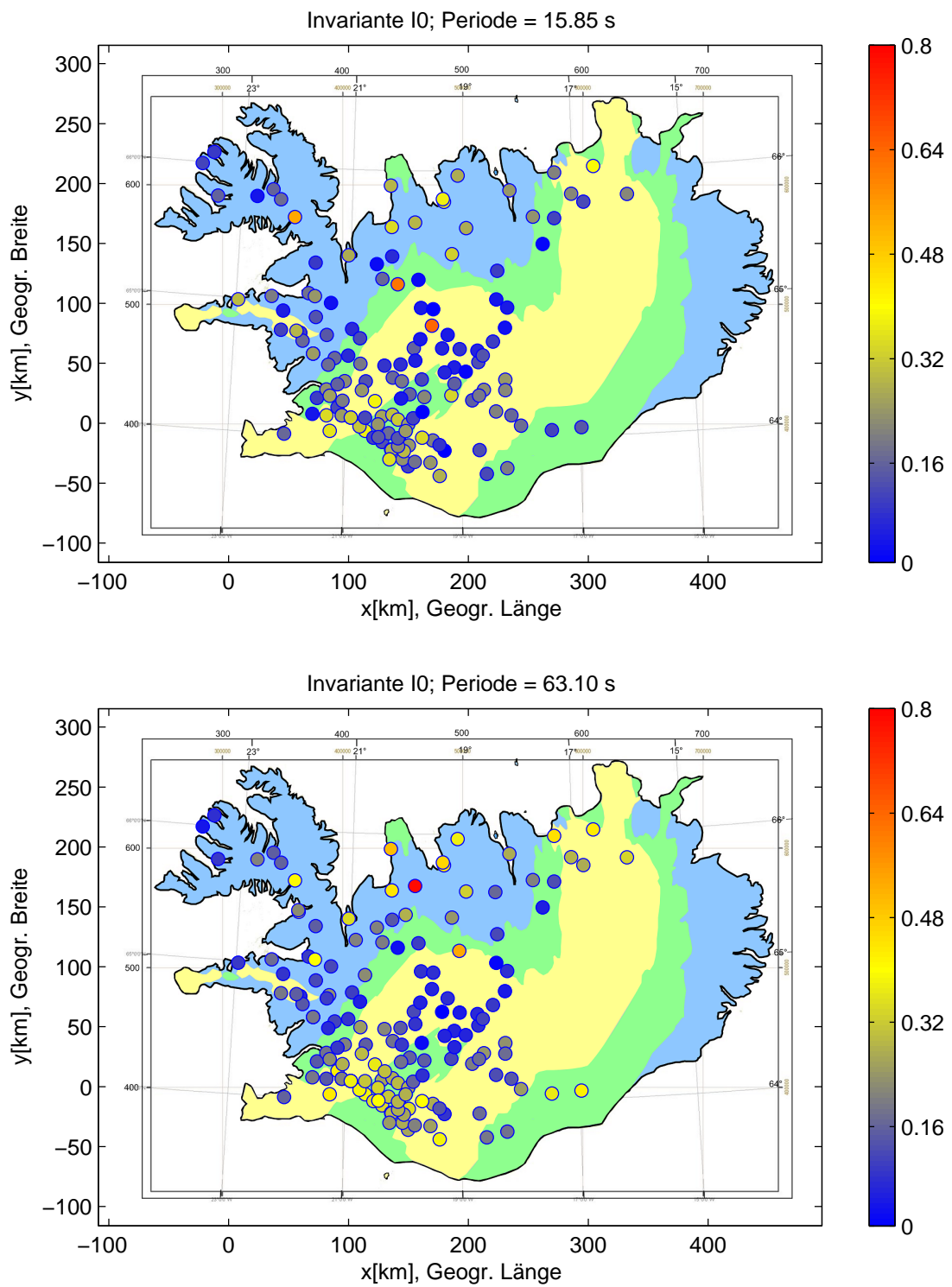


Abbildung 5.18: Die Invariante  $I_0$  für die Perioden 16 s und 63 s.

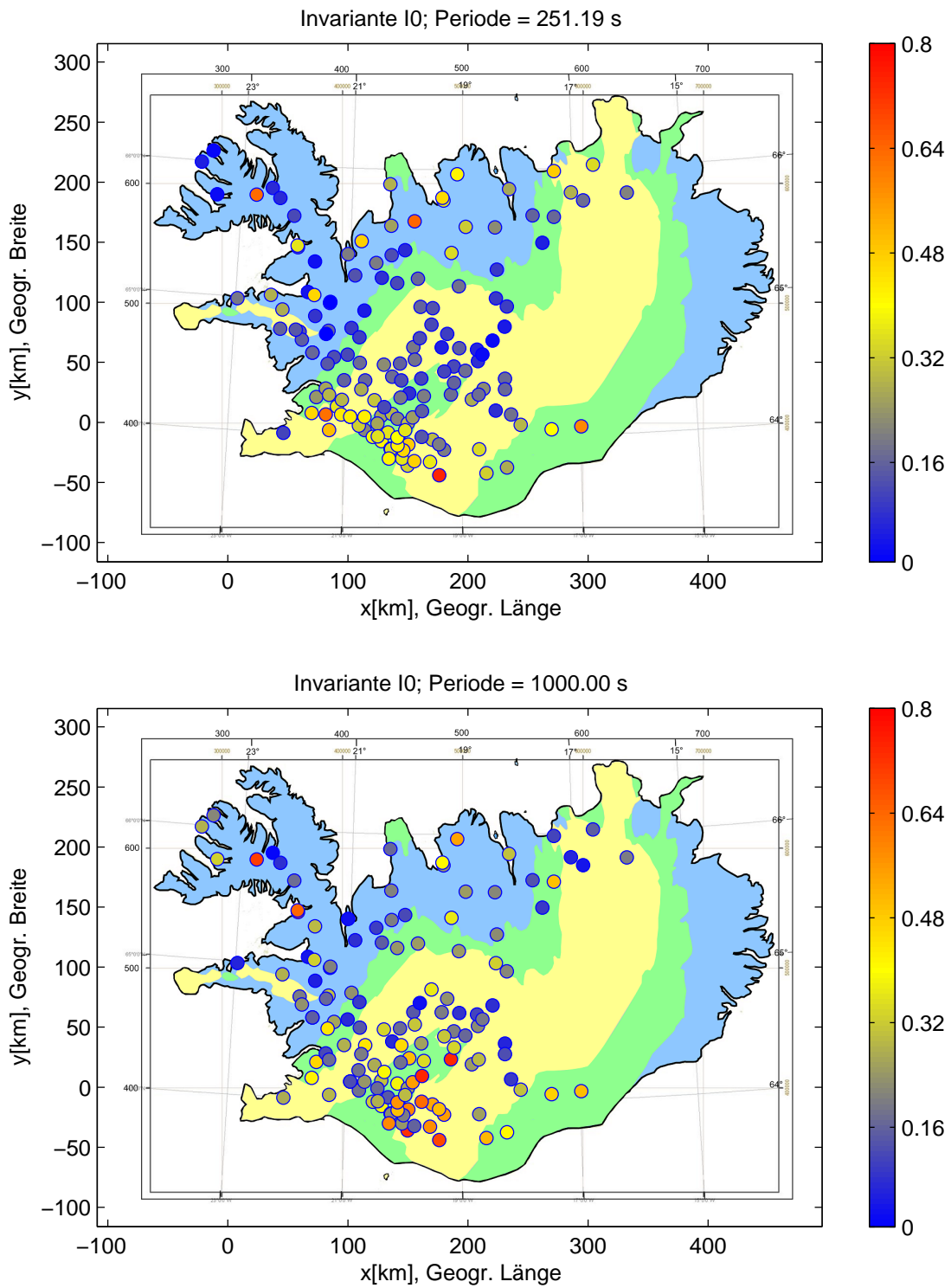


Abbildung 5.19: Die Invariante  $I_0$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

Werte in diesen beiden Invarianten weisen dagegen auf große Unterschiede in den Nebendiagonalelementen hin - im 2D-Fall also eine große Phasenaufspaltung zwischen E- und B-Polarisation. Das wiederum ist kennzeichnend für hohe Leitfähigkeitskontraste. Für Island wären das besonders die Stationen im Süden und Südwesten sowie entlang der Nordküste. An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, dass die Daten durch *static shift* verzerrt sein können, was zu erhöhten oder erniedrigten Werten für  $I_3$  und  $I_4$  (aber auch  $I_1$  und  $I_2$ ) führen kann. Der allgemeine Trend in den Daten dürfte dennoch erkennbar bleiben.

$I_5$  und  $I_6$  zeigen genau diese galvanischen Verzerrungen an. Wie in den Abbildungen 5.12 bis 5.15 ersichtlich, ist  $I_5$  an vielen Stationen nicht vernachlässigbar, während  $I_6$  meist deutlich kleiner ist, was auf einen reinen Twist des elektrischen Feldes an einer Vielzahl von Stationen hindeutet. Die Verteilung scheint größtenteils ungeordnet, bis auf die Stationen in der Inselmitte, die weitgehend von Verzerrungen verschont bleiben. Neben etlichen Einzelstationen befindet sich jedoch im äußersten Südwesten Islands auch eine Gruppe von Stationen, für die auch  $I_6$  nicht mehr vernachlässigbar ist. Die Daten dort sind somit entweder dreidimensional oder in einer 2D-Umgebung statisch verzerrt. Zur Unterscheidung dieser Fälle muss  $I_7$  herangezogen werden.

Diese Invariante ist in den Abb. 5.16 und 5.17 dargestellt.  $|I_7|$  sollte normalerweise zwischen 0 und 1 liegen (Weaver et al., 2000). Allerdings ist  $I_7$  für  $I_0 = 0$  unbestimmt, so dass auch für  $I_0 \approx 0$  deutlich höhere Werte auftreten können. In Abb. 5.16 und 5.17 sind Werte bis maximal 2 dargestellt, Stationen mit Werten darüber bleiben unberücksichtigt. Hinzu kommt, dass  $I_7$  verglichen mit den übrigen Invarianten, bei realen bzw. verrauschten Daten weniger gut bestimmt ist (vgl. Weaver et al. (2000) und Worczewski (2006)). Zur genaueren Identifizierung, welche Daten 1D-, 2D- oder 3D-Charakter aufweisen, muss  $I_0$  herangezogen werden, die in den Abb. 5.18 und 5.19 dargestellt ist.

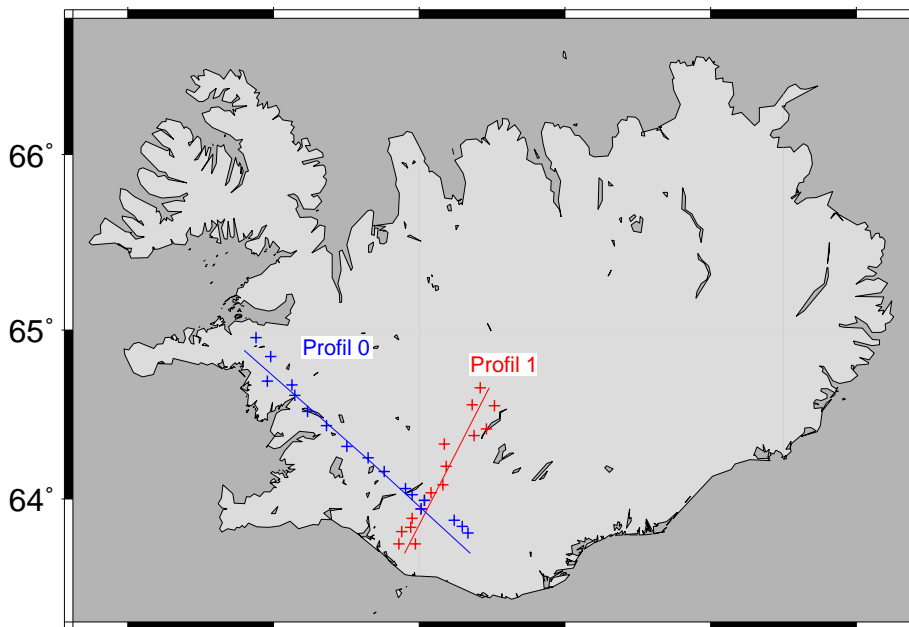


Abbildung 5.20: Definition der Profile 0 und 1 und die zugehörigen Messstationen.

Um die Variabilität der Invarianten mit der Periode (und somit der Tiefe) besser zu illustrieren, wurden zwei Profile definiert. Diese sind in Abb. 5.20 dargestellt. Die beiden Profile überschneiden sich bei den Stationen 8884 und 9304. Die Abb. 5.21 bis 5.28 zeigen alle Invarianten für diese beiden Profile. Der Abstand zwischen den einzelnen Stationen wurde in diesen Darstellungen nicht berücksichtigt.

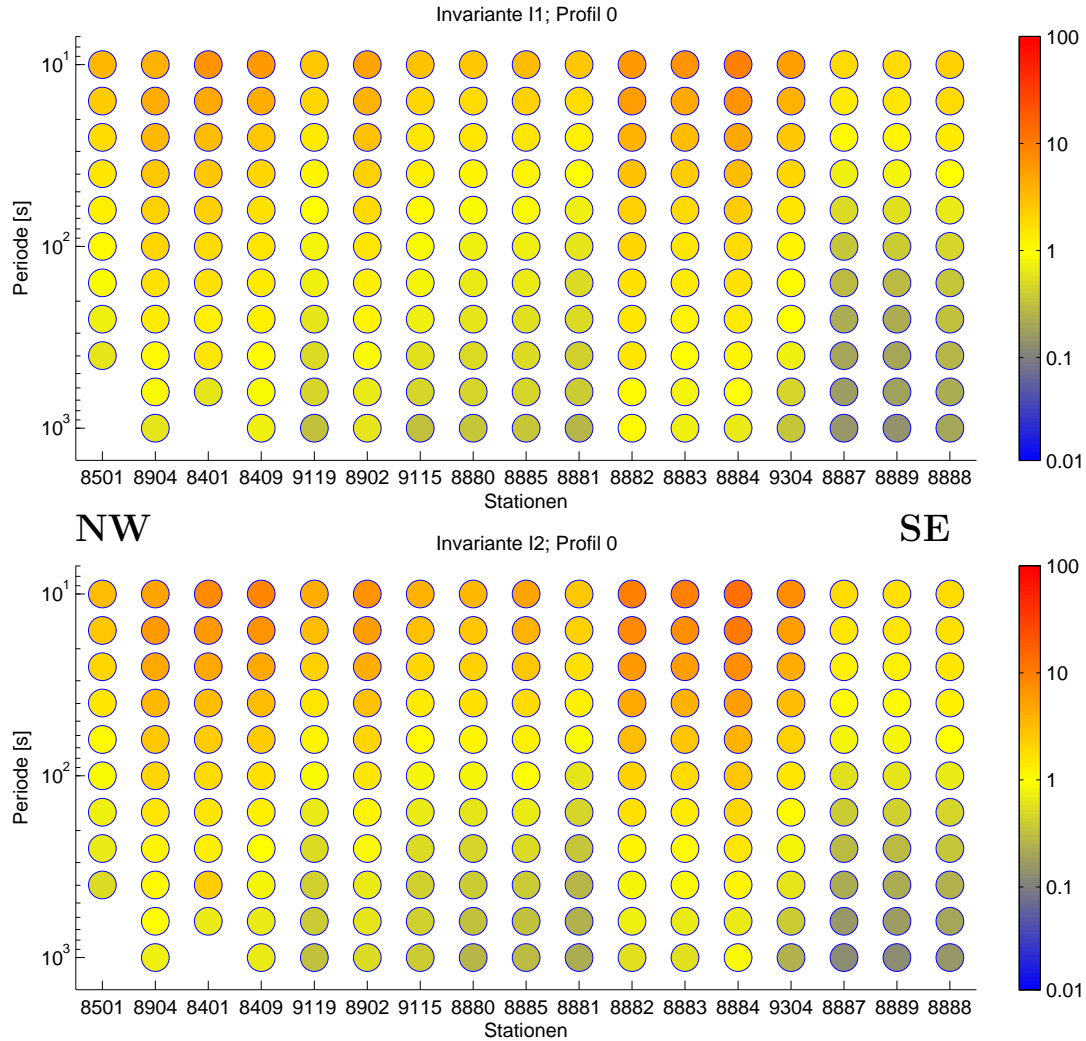


Abbildung 5.21: Die Invarianten  $I_1$  (oben) und  $I_2$  (unten) für das Profil 0.

Aus Tabelle 3.1 wird ersichtlich, dass die Invarianten  $I_0$  und  $I_7$  zusammen betrachtet gute Kriterien darstellen, um die Dimensionalität der Tensoren zu bestimmen. Ist  $I_0 \approx 0$ , dann ist  $I_7$  unbestimmt bzw. der berechnete Wert bedeutungslos, da hier der Nenner des Bruches annähernd Null wird. Hier kann es sich dann nur um einen 1D-Fall oder um einen galvanisch verzerrten 2D-Fall handeln, bei dem die Phasen der E- und B-Polarisation gleich sind.  $I_0 \approx 0$  ist somit eine notwendige Bedingung für einen 1D-Fall. Ist dagegen  $I_0 \neq 0$  und  $I_7$  damit bestimmt, kann  $I_7$  als Unterscheidungskriterium

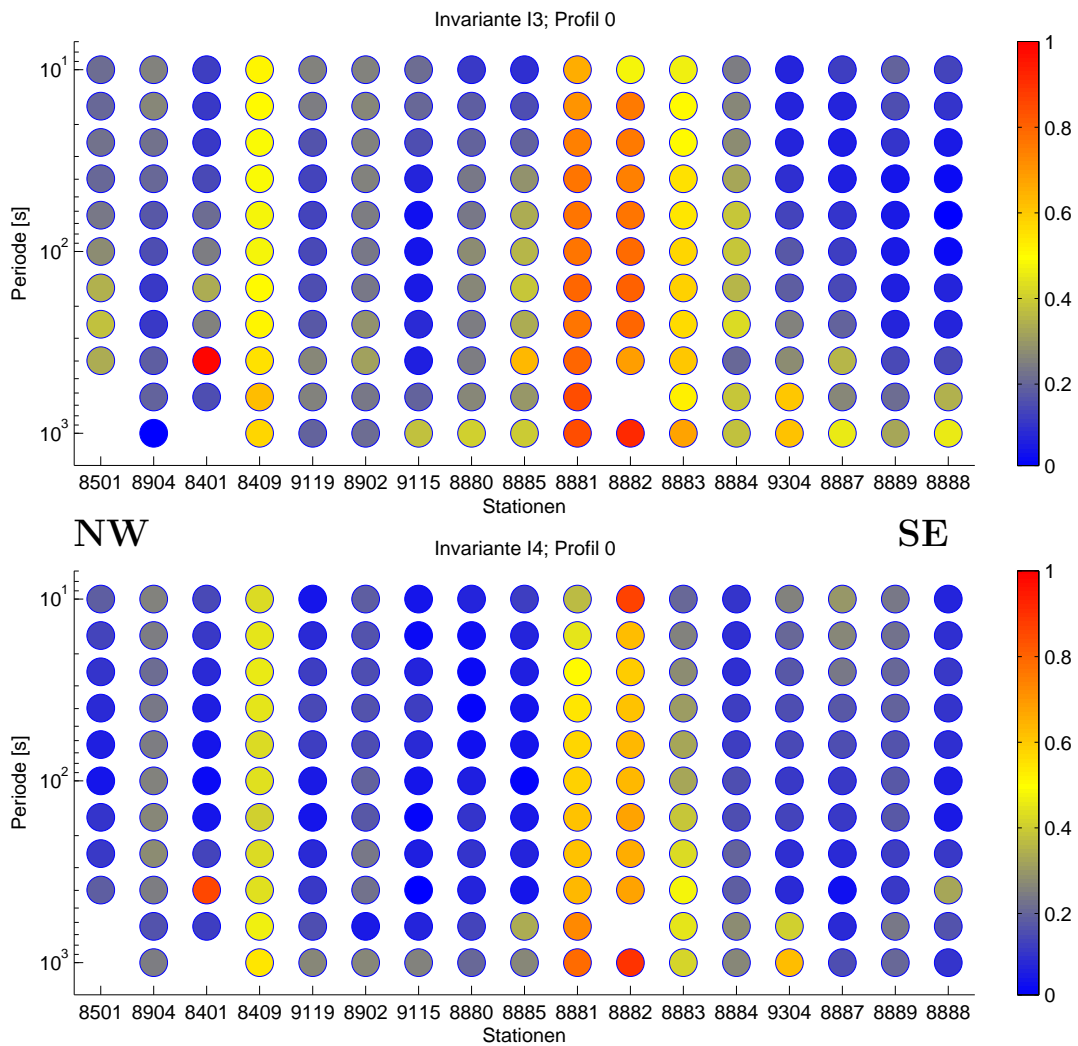
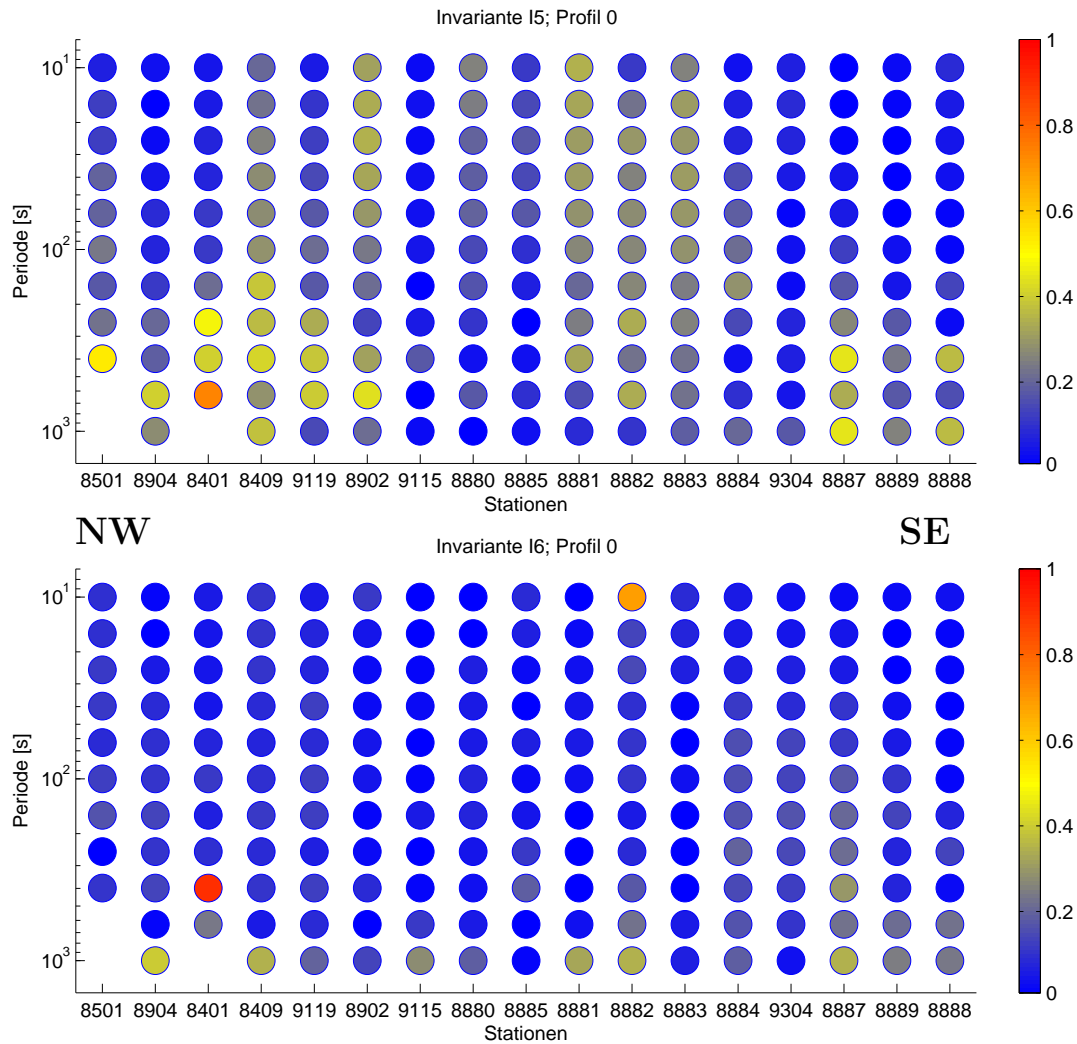


Abbildung 5.22: Die Invarianten  $I_3$  (oben) und  $I_4$  (unten) für das Profil 0.

zwischen 2D- und 3D-Daten benutzt werden: Ist  $I_7 \approx 0$  ist der Tensor zweidimensional. Weaver et al. (2006) schlagen aufgrund dieser Eigenschaften von  $I_0$  und  $I_7$  ein Flussdiagramm zur Bestimmung der Dimensionalität vor, dass in Abb. 5.29 wiedergegeben ist.

Aus den Darstellungen der Invarianten wird erkennbar, dass ein großer Teil der Daten dreidimensional ist. Daneben zeigen sich aber auch Stationen mit überwiegend ein- bzw. zweidimensionalen Tensoren. Weiterhin ist in einigen Messungen eine deutliche Unterteilung innerhalb des Periodenbereichs sichtbar. So erweisen sich z. B. die Stationen 8881, 8884, 8888 und 8904 (auf Profil 0) bei kürzeren Perioden als zwei- oder sogar eindimensional während sie zu längeren Perioden hin eher dreidimensional werden und für die Stationen 8816 (Profil 1) und 9115 (Profil 0) ergibt sich sogar eine relativ klare Dreiteilung von drei- über ein- zu zweidimensional bzw. von zwei- über ein- zu dreidimensional von den kurzen zu den langen Perioden hin betrachtet.



Abbildung 5.23: Die Invarianten  $I_5$  (oben) und  $I_6$  (unten) für das Profil 0.

Auch in diesen Abbildungen sind Werte mit  $|I_7| > 1$  dargestellt. Als Beispiel sei hier die Station 9119 aus Profil 0 aufgeführt. Bis 16 s nimmt  $I_0$  Werte größer als 0.1 an ( $I_0 \geq 0.17$ ) und  $|I_7|$  ist mit Werten zwischen 0.2 und 0.5 gut bestimmt und innerhalb des “normalen” Messbereichs. Bei  $T \approx 23$  s ist  $I_0 = 0.07$  und  $|I_7| = 0.99$ . Damit sind nach Abb. 5.29 beide Bedingungen für Eindimensionalität erfüllt. Für die beiden nachfolgenden höheren Periodenwerte beträgt  $|I_7| = 2.46$  bzw.  $|I_7| = 1.45$  und liegt somit außerhalb der bei Weaver et al. (2000) ermittelten Schranken. Die dazugehörigen Werte für  $I_0$  von 0.05 und 0.1 legen dann die Vermutung nahe, dass es sich auch hier um 1D-(2D-)Daten handelt, bei denen  $I_7$  durch  $I_0 \approx 0$  unbestimmt ist. Die Beträge der Invarianten  $I_3$  bis  $I_6$  zeigen relativ geringe Werte von  $\leq 0.15$ . Bei den vier nächst höheren Perioden liegt der Wert für  $|I_7|$  zwischen 0.75 und 1.32 bei einem  $I_0$  von 0.11 bis 0.14 und weiterhin geringen Beträgen für  $I_3$  bis  $I_6$ . Hier kann die Dimensionalität demnach

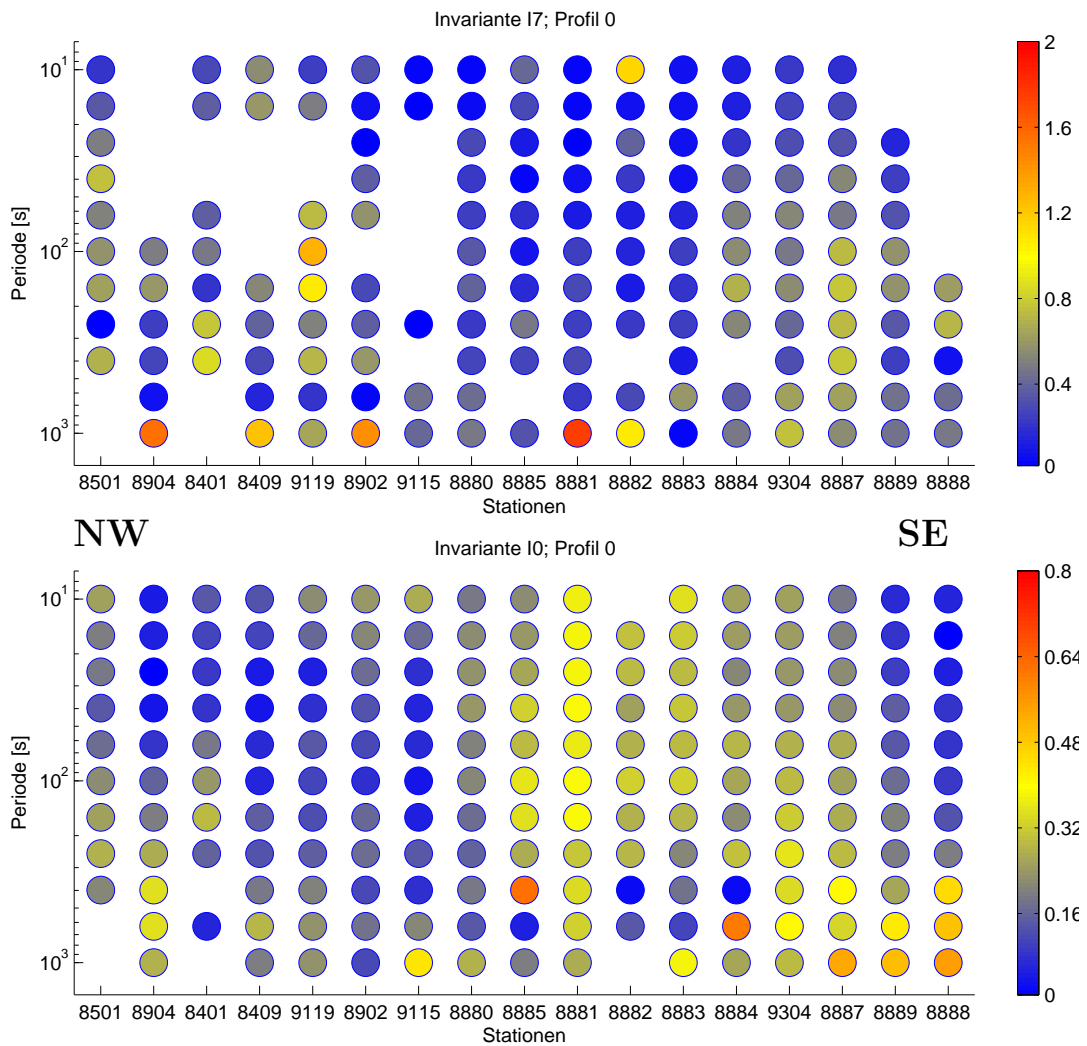
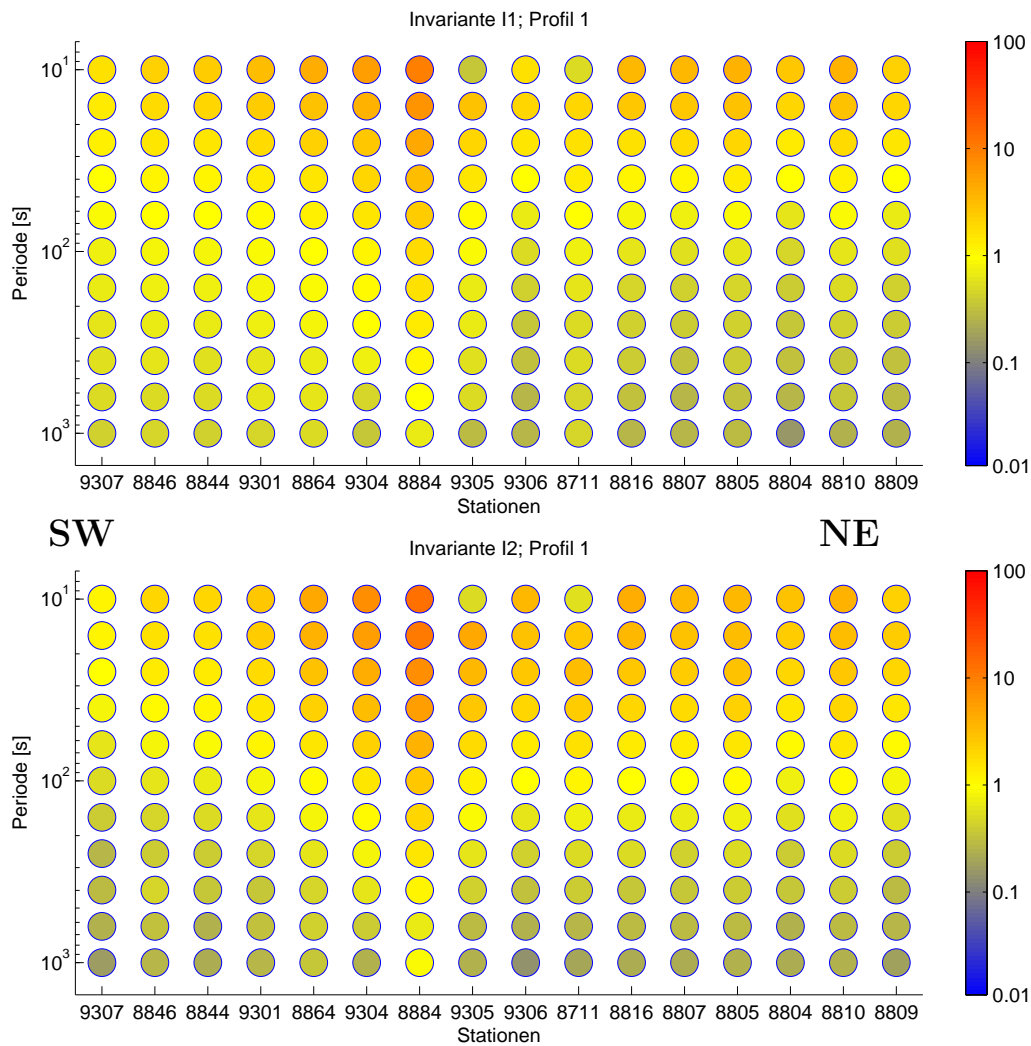


Abbildung 5.24: Die Invarianten  $I_7$  (oben) und  $I_0$  (unten) für das Profil 0.

nicht genau bestimmt werden. Die Schwierigkeit liegt zum einen an der Notwendigkeit der Bestimmung einer Schranke für  $I_0$ , die nach Abb. 5.29 zu 0.1 gesetzt wurde, und an der Tatsache, dass wie bereits oben ausgeführt,  $I_7$  bei realen Daten weniger gut bestimmt ist und insbesondere bei kleinen  $I_0$  stark streuen kann. Für die übrigen Punkte in den Abbildungen 5.24 und 5.28, bei denen  $I_7 > 1$  ist, können ähnliche Überlegungen angestellt werden.

Betrachtet man nun den generellen Trend in der Dimensionalität der Stationen, so zeigt sich für Profil 1 in den Abb. 5.25 bis 5.28 eine klare Teilung. Im Nordosten sind die Daten überwiegend eindimensional. Folgt man dem Profil nach Südwesten, so werden zunächst bei den längsten Perioden 2D-Einflüsse sichtbar. Hier ist der Induktionsraum entsprechend groß, so dass auch lateral entfernte Strukturen an Einfluss gewinnen. Nach einem 1D-2D-Übergang werden die Tensoren dann im Südwesten des Profils größtenteils

Abbildung 5.25: Die Invarianten  $I_1$  (oben) und  $I_2$  (unten) für das Profil 1.

dreidimensional. Dieser Trend zeigt sich zunächst in den längeren Perioden und im weiteren Profilverlauf auch bei mittleren Perioden. Für die kürzesten Perioden (d. h. in geringen Tiefen) bleiben die Daten überwiegend zweidimensional.

Für Profil 0, das nahezu senkrecht zu Profil 1 verläuft, lässt sich eine solch klare Dreiteilung nicht erkennen. Im mittleren Teil überwiegen zweidimensionale Daten, wogegen sich im Nordwesten des Profils 1D und 3D-Stationen abwechseln. Nach Südosten hin zeigen sich bei den kurzen und mittleren Perioden zunächst noch 2D-Effekte, während die Daten zu längeren Perioden hin dreidimensional werden. Die Tensoren der beiden südöstlichsten Stationen sind bei den kurzen und mittleren Perioden wieder eindimensional.

Die räumliche und periodenabhängige Verteilung der Dimensionalität liefert somit Hinweise auf den Verlauf von Strukturen im Untergrund. Die Stationen, die als ein-

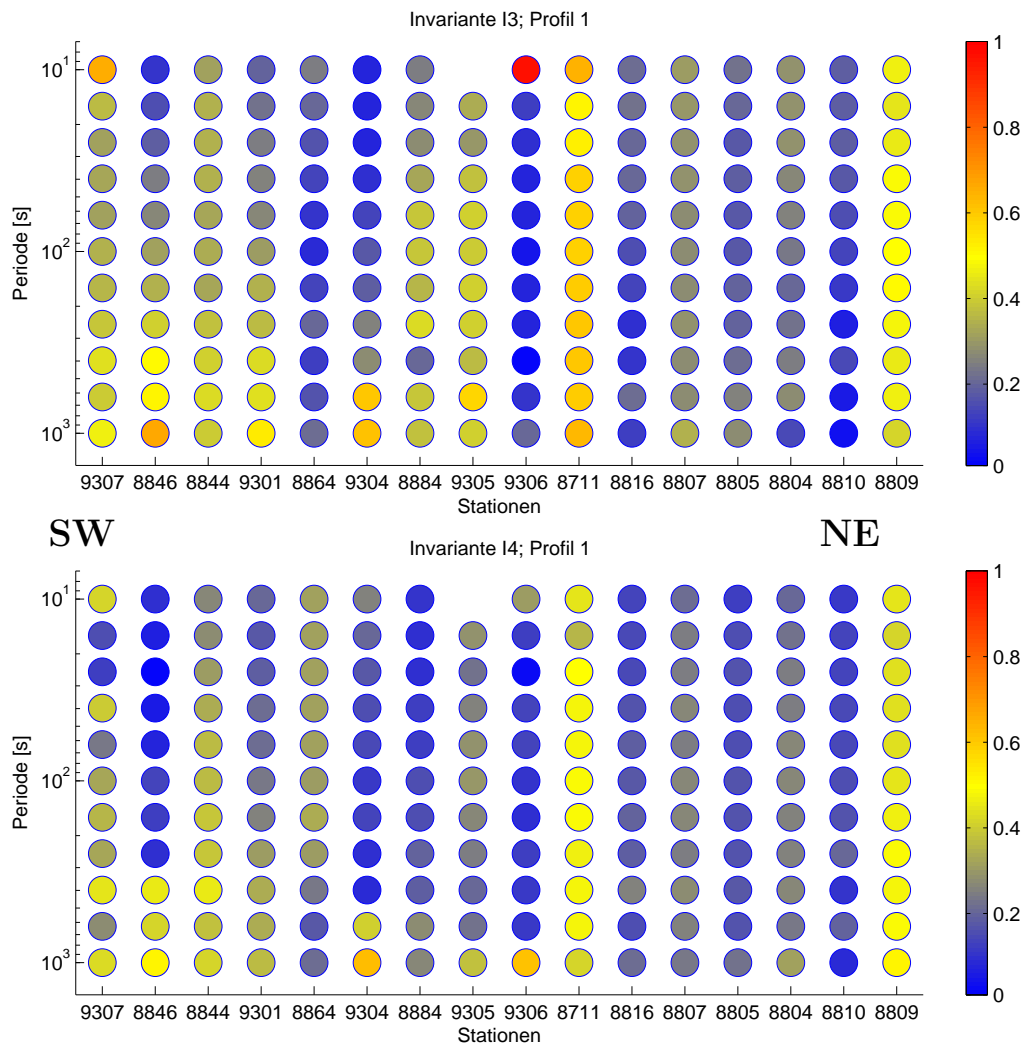


Abbildung 5.26: Die Invarianten  $I_3$  (oben) und  $I_4$  (unten) für das Profil 1.

dimensional eingestuft wurden, befinden sich hauptsächlich in der Inselmitte. Weitere einzelne 1D-Stationen (oder 2D-Stationen ohne Phasenverschiebung) liegen im nord-westlichen Teil Islands sowie im Westen und Südwesten. Die 2D-Stationen befinden sich südlich der als eindimensional eingestuften Stationen nahe des Inselzentrums sowie süd-westlich und nordöstlich davon. Dreidimensionalität zeigt sich dagegen vorwiegend im Süden in einem breiten Streifen entlang der Südwestküste. Daraus lässt sich schlussfol-gern, dass Profil 1 annähernd senkrecht zum lokalen Leitfähigkeitskontrast dieser Re-gion verläuft. Profil 1 kreuzt demnach die Grenze der Struktur in seinem südlichen Teil. Profil 0 hingegen verläuft im Südosten annähernd parallel zu diesem Leitfähigkeitskon-trast. Weiter nach Nordosten ändert die Leitfähigkeitsstruktur ihre Richtung und/oder weitere (3D-)Strukturen beeinflussen die Daten.

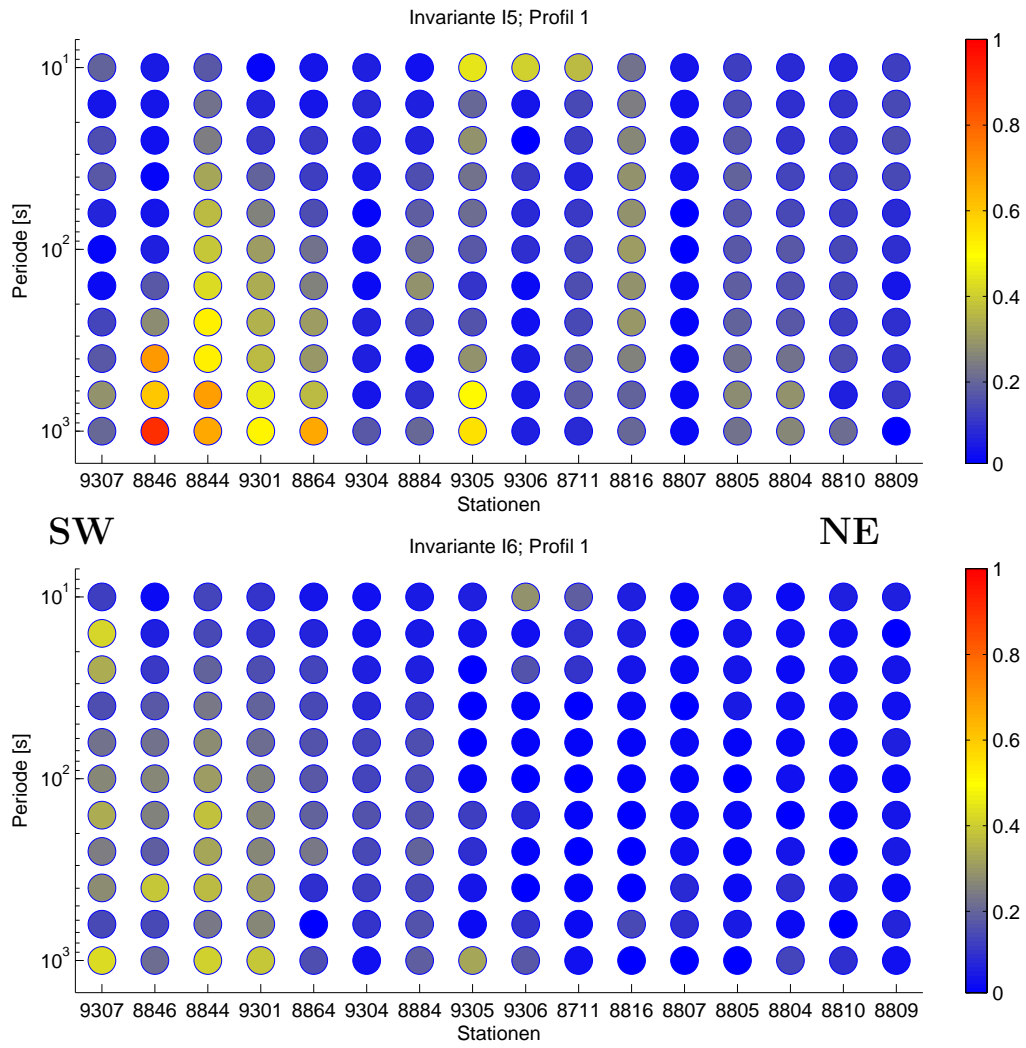


Abbildung 5.27: Die Invarianten  $I_5$  (oben) und  $I_6$  (unten) für das Profil 1.

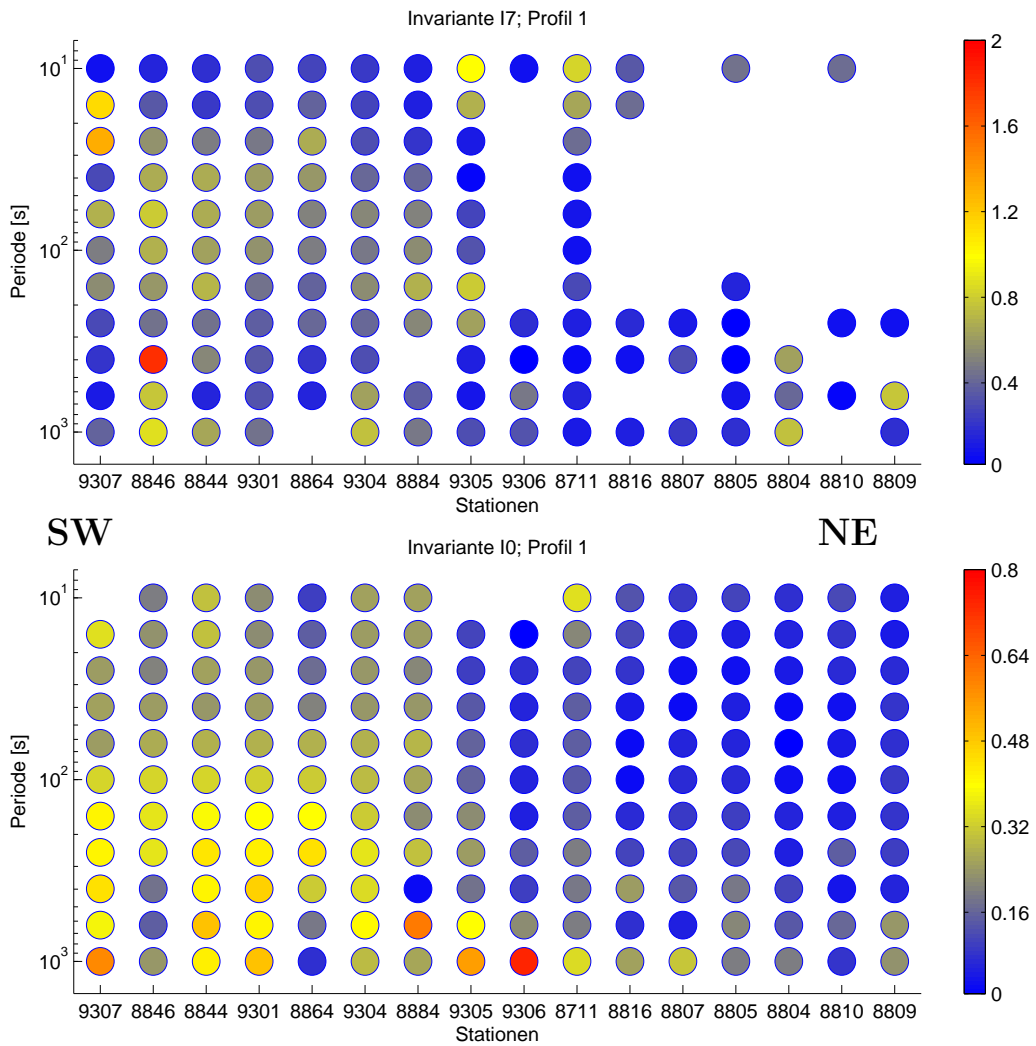


Abbildung 5.28: Die Invarianten  $I_7$  (oben) und  $I_0$  (unten) für das Profil 1.

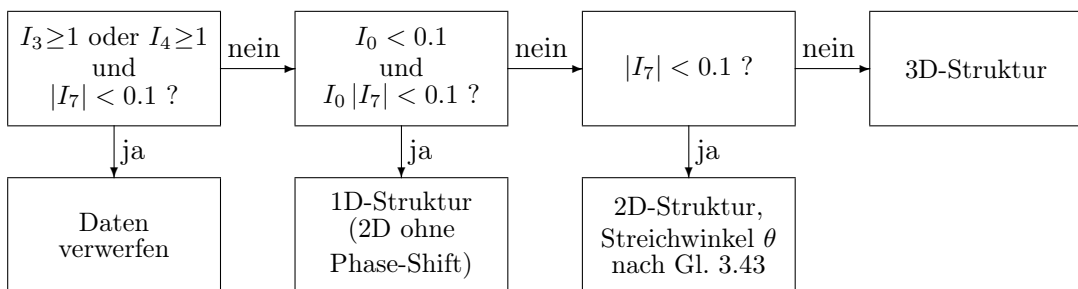


Abbildung 5.29: Flussdiagramm zur Bestimmung der Dimensionalität von MT-Daten

## 5.5 Phasensensoren und Dimensionalität

Nachfolgend werden die Invarianten des Phasensors  $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$  zunächst für die vier Beispielstationen beschrieben. Anschließend werden diese Parameter flächenhaft auf der Insel und für zwei ausgewählte Profile dargestellt und diskutiert. Hier wurde bei den Abbildungen für die beiden Phasen die mittlere Deklination von  $-21^\circ$  berücksichtigt (vgl. Kapitel 5.1.1).

In der Tabelle 5.3 sind  $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$  für die vier Beispielstationen (vgl. Abb 5.2) und vier Perioden dargestellt.

Tabelle 5.3: Die Invarianten des Phasensors  $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$  für vier Beispielstationen.

<b>8813</b>	$\phi_{min}$ [°]	$\phi_{max}$ [°]	$\beta$ [°]	<b>8851</b>	$\phi_{min}$ [°]	$\phi_{max}$ [°]	$\beta$ [°]
16 s	57.17	69.25	1.26	16 s	36.13	52.64	-0.63
63 s	51.34	65.16	0.11	63 s	28.37	50.43	-3.38
251 s	33.02	47.73	-0.29	251 s	11.86	51.78	-7.28
1000 s	29.68	46.67	-5.44	1000 s	12.41	46.40	-9.22
<b>8828</b>	$\phi_{min}$ [°]	$\phi_{max}$ [°]	$\beta$ [°]	<b>9006</b>	$\phi_{min}$ [°]	$\phi_{max}$ [°]	$\beta$ [°]
16 s	50.19	52.43	0.11	16 s	24.70	33.02	-3.27
63 s	55.59	56.49	-0.29	63 s	20.30	27.02	-2.46
251 s	44.13	49.72	-2.12	251 s	22.78	27.47	-2.86
1000 s	31.38	49.72	-7.68	1000 s	31.38	46.67	-3.21

Für Station 8828 zeigen sich wiederum größtenteils die Merkmale eines 1D-Tensors.  $|\beta|$  ist bis auf die längste Periode sehr klein. Außerdem gilt hier  $\phi_{min} \approx \phi_{max}$ . Station 8813 ist ein Beispiel für einen 2D-geprägten Messpunkt. Hier weist der Betrag des Winkels  $\beta$  mit Station 8828 vergleichbare geringe Werte auf (wieder abgesehen von dem Wert bei  $T = 1000$  s). Allerdings beträgt die Differenz  $\phi_{max} - \phi_{min}$  nun für alle Perioden mehr als  $10^\circ$ . Für die Station 8851 wächst  $|\beta|$  mit der Periode an, was auf den steigenden Einfluss von 3D-Strukturen hindeutet.  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  unterscheiden sich deutlich voneinander; die Differenz beträgt  $16^\circ$  bis  $40^\circ$ . An Station 9006 sind die Werte für  $|\beta|$  über den dargestellten Periodenbereich gleichbleibend erhöht, erreichen jedoch nicht so hohe Werte wie bei den langen Perioden der anderen drei Stationen. Die Differenz  $\phi_{max} - \phi_{min}$  ist ungleich Null, jedoch liegt sie bei den ersten drei Periodenwerten unter  $10^\circ$  und nur bei  $T = 1000$  s bei ca.  $15^\circ$ . Für die Stationen 8851 und 9006 bestätigt sich insgesamt der 3D-Charakter.

Die Abbildungen 5.30 bis 5.33 zeigen zunächst die flächenhafte Verteilung der Werte für  $\beta$  und  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  für vier verschiedene Periodenwerte.

Für kurze Perioden (16 s, vgl. Abb. 5.30 oben) ergibt sich für  $\beta$  dabei das folgende Bild: Einige wenige Stationen, die nicht auf eine bestimmte Region begrenzt sind, weisen sehr hohe Werte auf (rote oder blaue Punkte). Die Mehrzahl der Stationen besitzt für diese Periode Werte zwischen  $\pm 5$ . Etliche Punkte zeigen dabei aber auch Werte um Null. Die letztgenannten Stationen verteilen sich dabei hauptsächlich in der Inselmitte und teilweise entlang der Küsten.

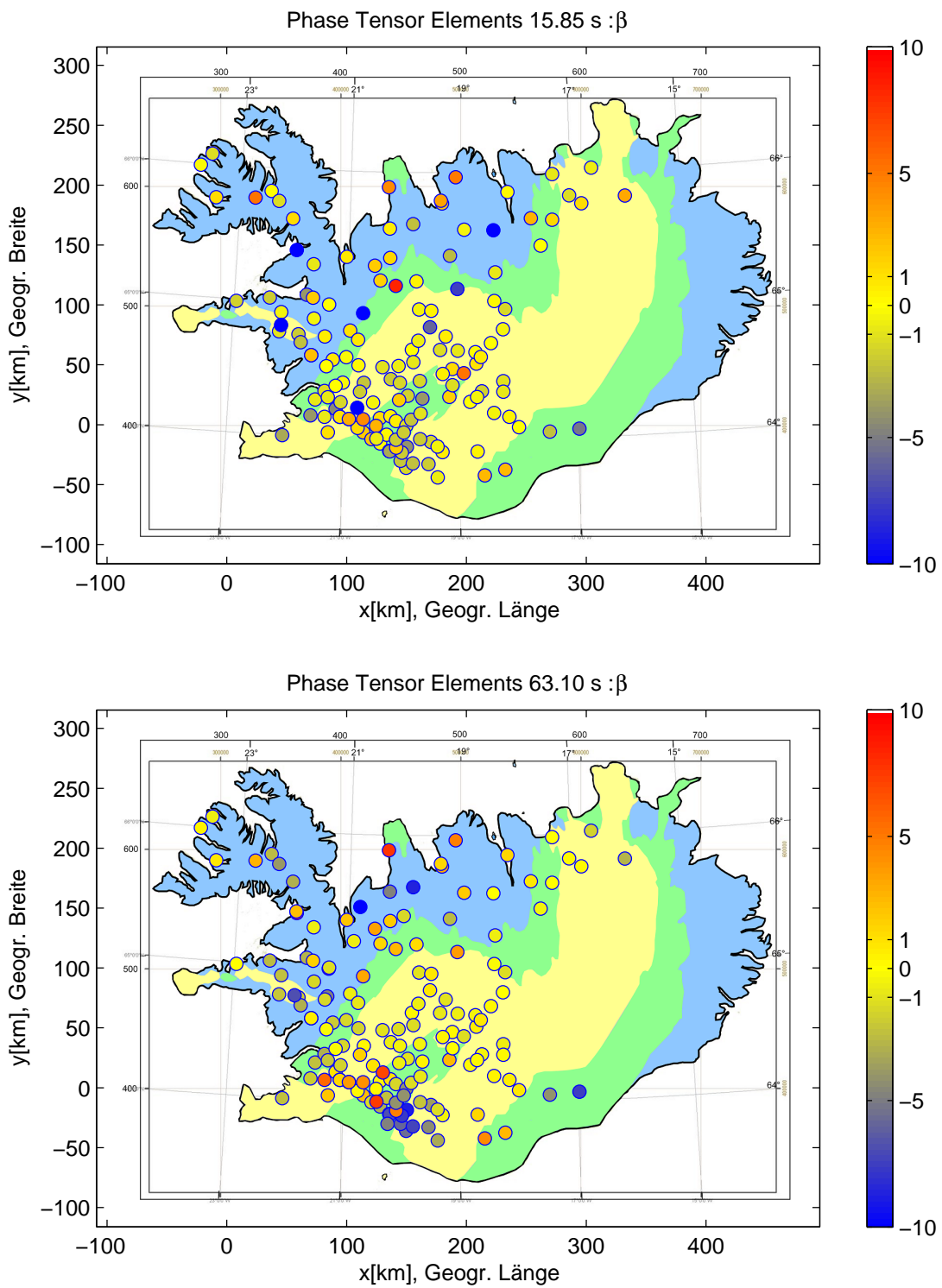


Abbildung 5.30:  $\beta$  für die Perioden 16 s und 63 s.



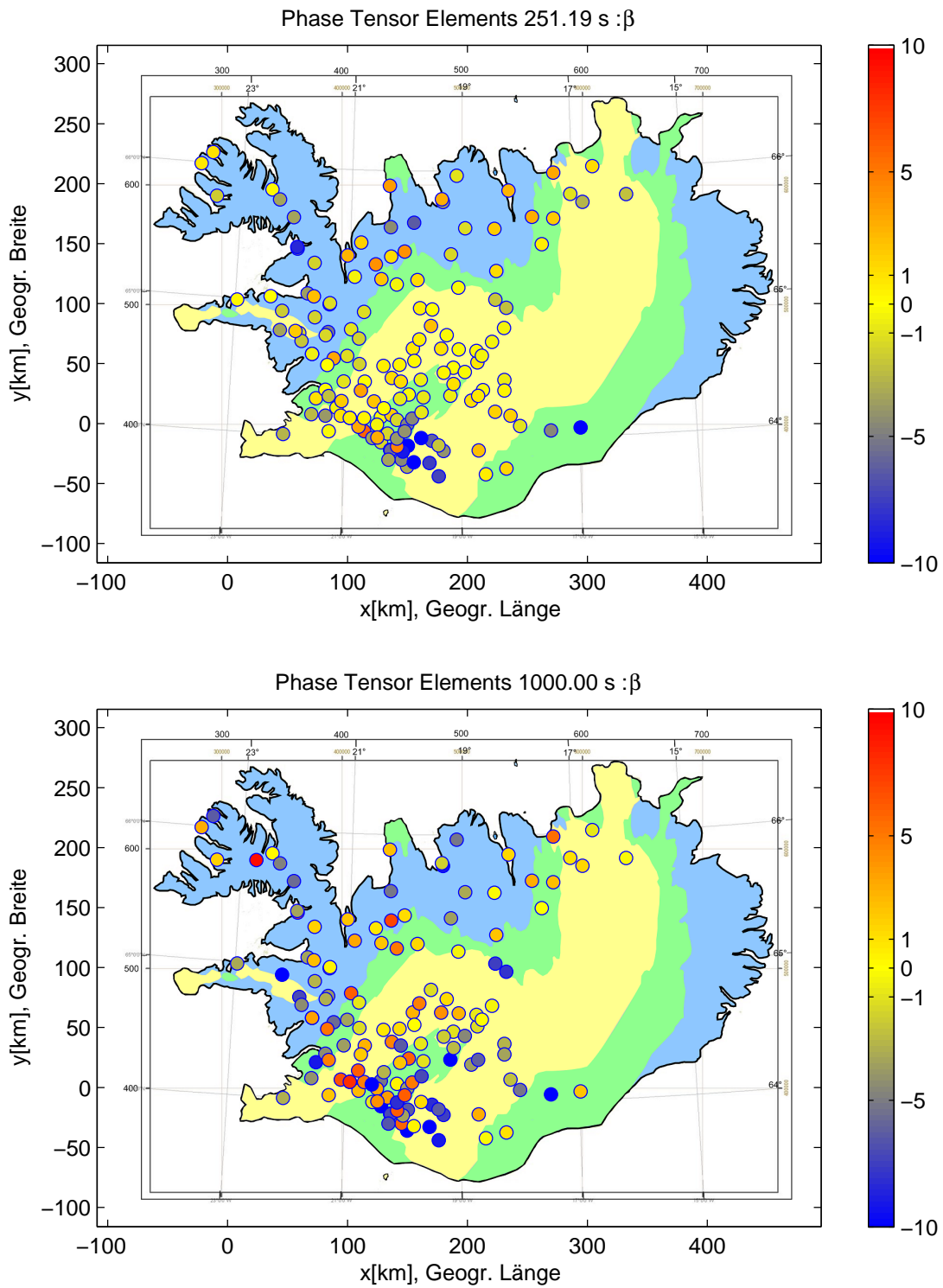


Abbildung 5.31:  $\beta$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

Für den mittleren Periodenbereich (63 s und 251 s, vgl. Abb. 5.30 unten und 5.31 oben) bilden sich einzelne Bereiche mit einheitlichen Verteilungen für  $\beta$ . So sind im Süden und entlang der Südwestküste die Werte deutlich erhöht, während sich in der Inselmitte die Stationen mit  $\beta \approx 0$  häufen. Aber auch im Bereich zwischen Inselmitte und Halbinsel im Nordosten sowie auf der Halbinsel selbst gibt es einige Stationen mit  $\beta \approx 0$ , ebenso wie an der Nordküste. Für noch längere Perioden nimmt die Zahl der Stationen mit 1D- oder 2D-Charakteristik, d. h.  $\beta \approx 0$ , deutlich ab. Die Mehrzahl dieser Punkte befindet sich noch im Bereich der Inselmitte sowie entlang der Nordküste. Entlang der Südwestküste finden sich vermehrt die Stationen mit deutlich erhöhten Werten für  $\beta$ , was auf 3D-Strukturen im Untergrund schließen lässt.

Um die Dimensionalität der Leitfähigkeitsstrukturen weiter quantifizieren zu können, sind in den Abb. 5.32 und 5.33 die beiden Phasen  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  dargestellt. Zusammen mit den zuvor diskutierten Werten für  $\beta$  zeigt sich, dass für kurze und mittlere Perioden für die Mehrzahl der Stationen in der Inselmitte neben  $\beta \approx 0$  auch  $\phi_{min} \approx \phi_{max}$  gilt. Dies bedeutet, dass in dieser Region der Untergrund nahezu eindimensional ist. Bei  $T = 63$  s sind in diesem Areal die Beträge von  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  gegenüber den anderen Periodenwerten erhöht, was auf eine erhöhte Leitfähigkeit im zugehörigen Tiefenbereich hinweist. Entlang der Küsten zeigt sich für nahezu alle Stationen  $\phi_{min} \neq \phi_{max}$ . Für längere Perioden gilt dies für die gesamte Insel. Das bedeutet, hier überwiegen 2D- oder 3D-Einflüsse, je nachdem, ob  $\beta$  vernachlässigbar ist oder nicht. Im 2D-Fall lassen sich aus der Richtung der minimalen und maximalen Phasen auch die möglichen Streichrichtungen ablesen, da eine der beiden Hauptachsen  $\phi_{min}$  oder  $\phi_{max}$  in Streichrichtung orientiert ist. Betrachtet man die groben Ausrichtungsmuster für die komplette Insel, so zeigen sich - bis auf wenige Ausreißer - recht einheitliche Verläufe. Entlang der Südwestküste und im Süden sind die Achsen parallel zur Küste bzw. senkrecht dazu, d. h. parallel zum Verlauf der Östlichen und Westlichen Neovulkanischen Zone (EVZ und WVZ), ausgerichtet. Die Ausrichtung der Achsen ändert sich dabei kaum mit der Periode. Im Norden und entlang der Nordküste rotieren die Achsen mit der Periode etwas. Bei kürzeren Perioden sind die Achsen annähernd parallel (oder senkrecht) zum Küstenverlauf orientiert. Zu mittleren und längeren Perioden hin ändert sich dies dahingehend, dass die Achsenrichtungen einen 30°- bis 45°-Winkel mit dem Küstenverlauf einschließen und hier eher dem Verlauf der NVZ folgen.

Nachfolgend ist die Verteilung von  $\beta$  sowie  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  entlang der im vorhergehenden Kapitel definierten Profile 0 (entlang der Südwestküste) und 1 (annähernd senkrecht zur Südwestküste) in den Abb. 5.34 und 5.35 dargestellt. So können gleichzeitig sowohl die horizontale Verteilung der Parameter als auch deren Änderung mit der Periode betrachtet werden.

Für Profil 0 zeigen sich, wie auch schon aus den vorangegangenen Betrachtungen ersichtlich wurde, hauptsächlich 2D- und 3D-Charakteristika. Für Punkte, an denen 2D-Einflüsse überwiegen ( $\beta \approx 0$  und  $\phi_{min} \neq \phi_{max}$ ), sind die Achsen der Phasen annähernd parallel oder senkrecht zur Küste ausgerichtet (NE-SW- bzw. NW-SE-Richtung). Diese Stationen mit annähernd 2D-Charakter befinden sich in der Mitte und am südöstlichen Ende des Profils.

Auf Profil 1 finden sich größtenteils Stationen, die auf 1D- oder 3D-Strukturen schließen lassen. Diese sind räumlich klar getrennt: 1D im Nordosten (Inselmitte) und 3D in der Nähe der Küste mit einem unscharfen Übergangsbereich in der Mitte des Profils.

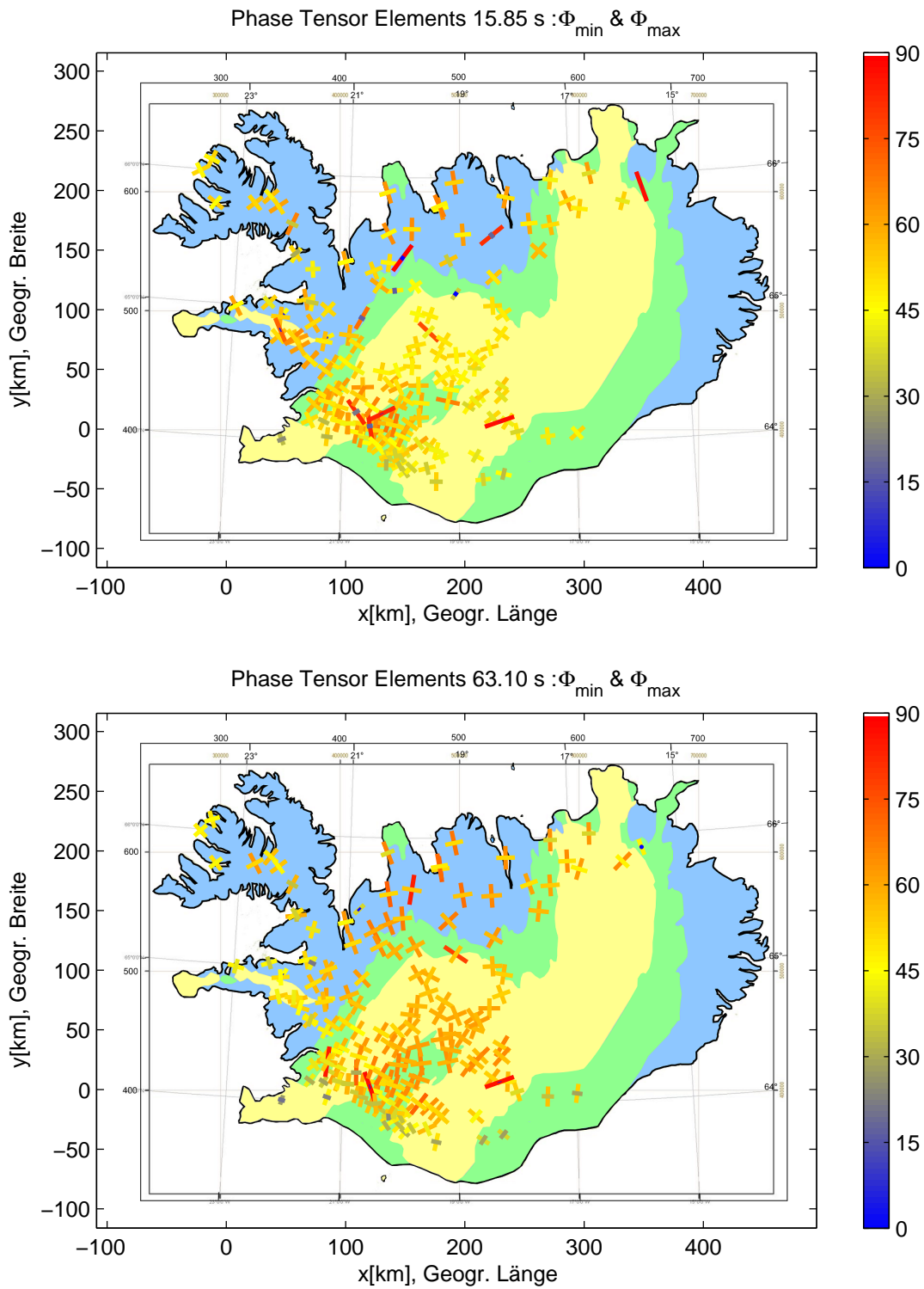


Abbildung 5.32:  $\phi_{\min}$  und  $\phi_{\max}$  für die Perioden 16s und 63s.

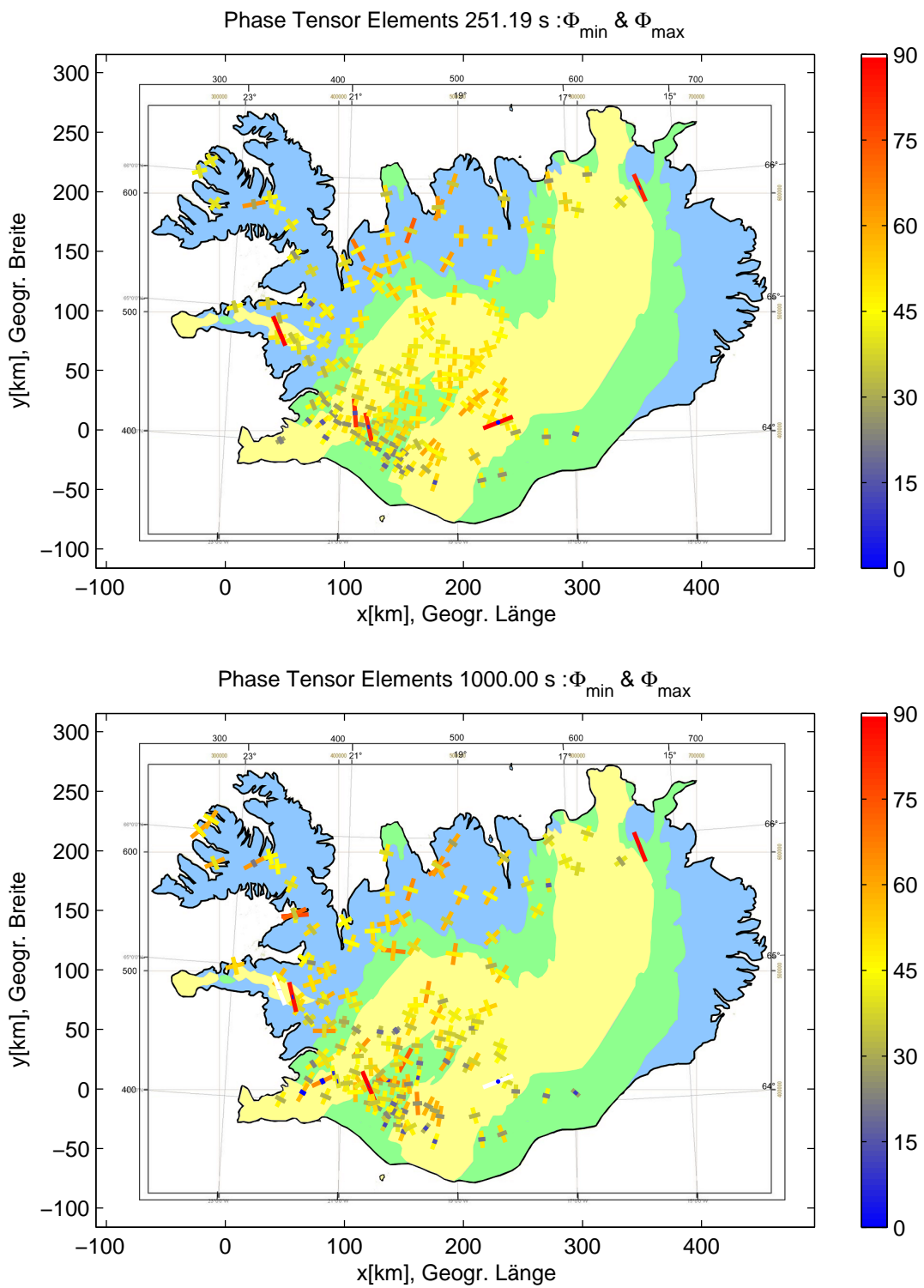


Abbildung 5.33:  $\phi_{\min}$  und  $\phi_{\max}$  für die Perioden 251 s und 1000 s.

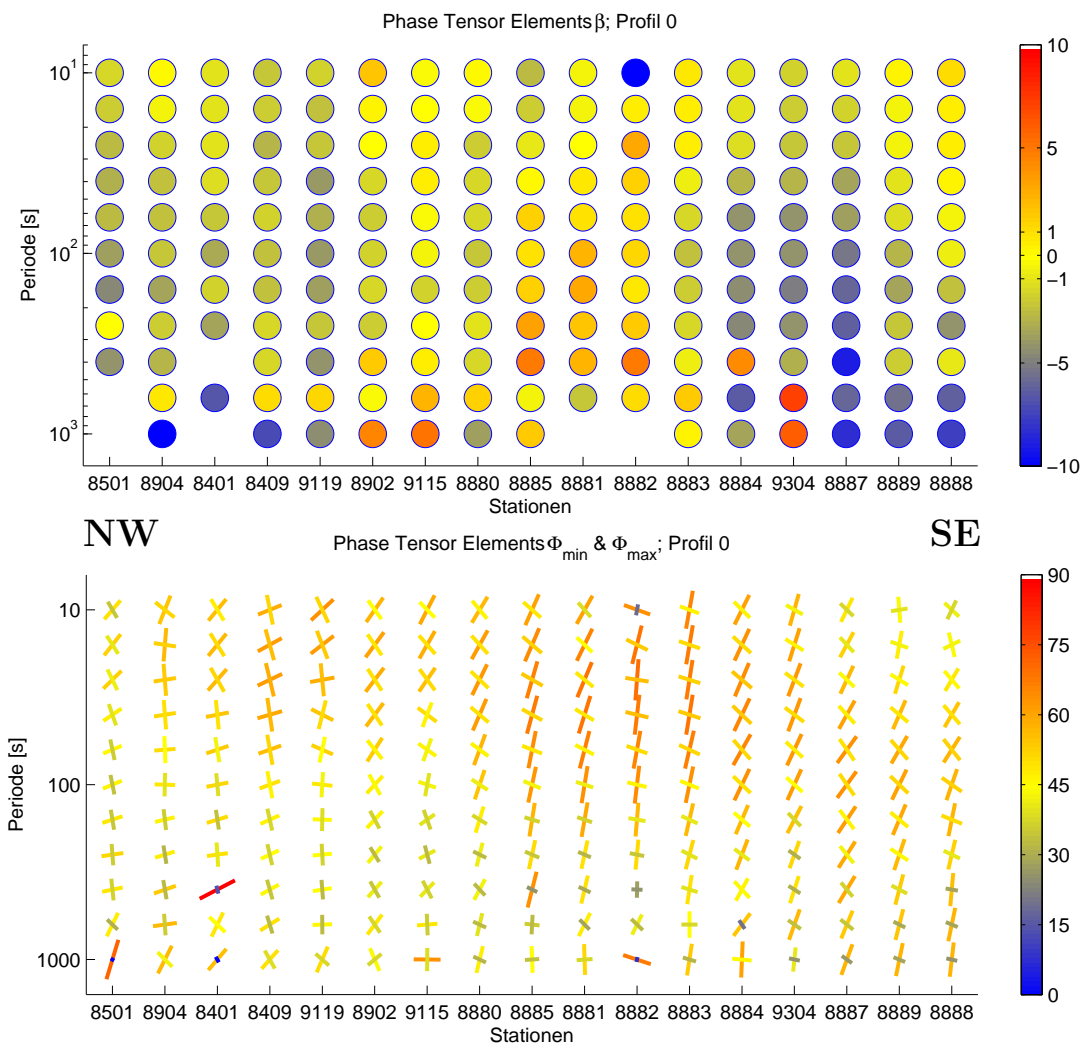


Abbildung 5.34: Die Phasentensorkomponenten  $\beta$  (oben) sowie  $\phi_{\min}$  und  $\phi_{\max}$  (unten) für das Profil 0.

In der Inselmitte zeigen sich nun deutlicher als in den Betrachtungen zuvor Hinweise auf einen guten Leiter im Periodenbereich von ca. 40 s bis 100 s. Dieser Bereich ist im südwestlichen Teil des Profils nicht mehr nachweisbar.

## 5.6 Gruppierung der Daten und Bestimmung der Streichrichtung

Da die Daten in einem Koordinatensystem gemessen wurden, das nicht notwendigerweise mit der Streichrichtung der Strukturen übereinstimmt, werden die Impedanztensoren nachfolgend so gedreht, dass die Nebendiagonalelemente maximiert und die Hauptdia-

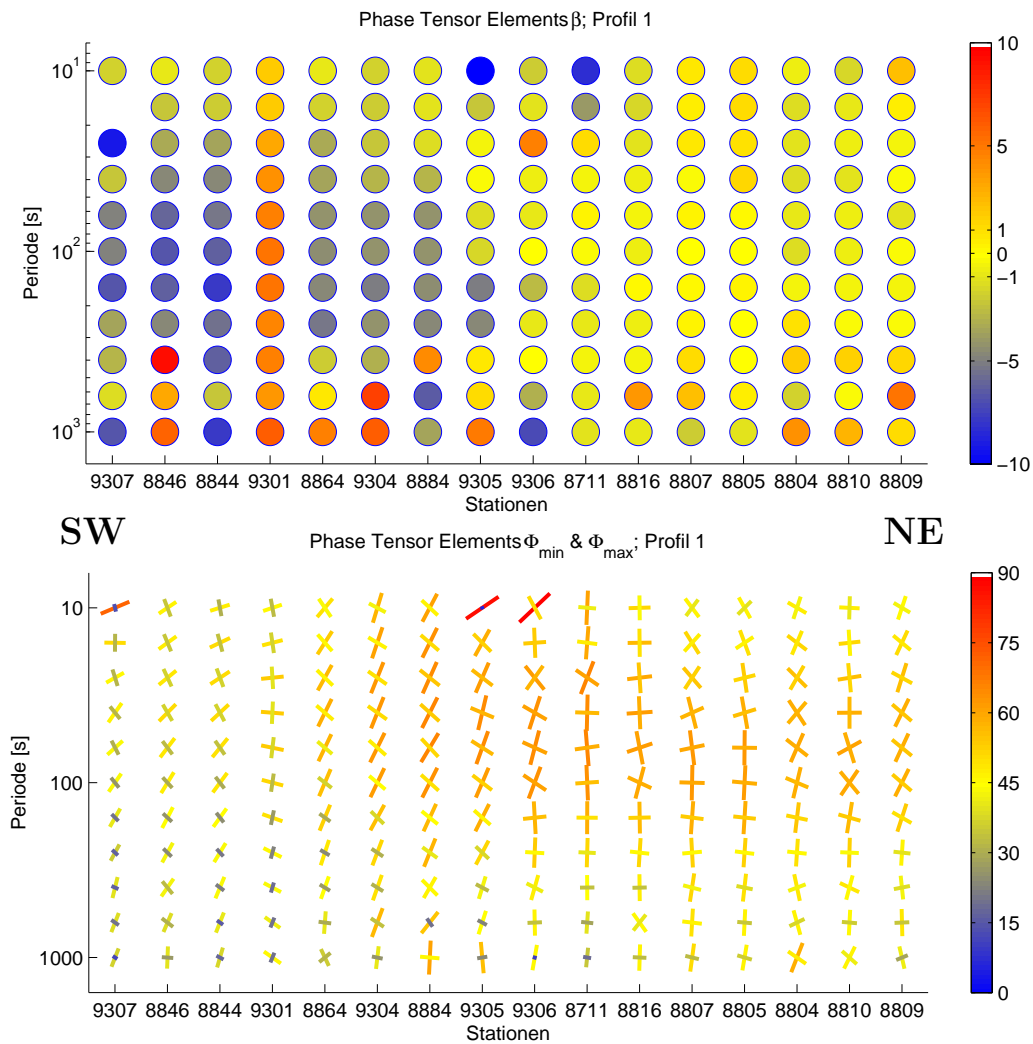


Abbildung 5.35: Die Phasentensorkomponenten  $\beta$  (oben) sowie  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  (unten) für das Profil 1.

gonalelemente entsprechend minimiert werden. Im 2D-Fall wären dann die Hauptdiagonalelemente gleich Null. Eines der Nebendiagonalelemente zeigt dann die Richtung des maximalen Stromflusses und somit die Richtung der regionalen 2D-Struktur an - das andere entpricht der Richtung senkrecht dazu. Verwendet wurde hier die Bestimmung des Streichwinkels nach Bahr (1988) (siehe Gl. 3.18). In Abb. 5.36 sind die Drehwinkel gegen magnetisch Nord (positiv nach Osten) als Funktion der Periode für die vier Beispielstationen aufgetragen.

In den vorherigen Untersuchungen zeigte sich, dass der Tensor der Station 8828 nahezu eindimensional ist, ein Streichwinkel ist hier also nicht definiert. Das spiegelt sich nun auch in dieser Darstellung wider: Die berechneten Winkel zeigen keinen einheitlichen Phasenverlauf. Ganz anders verhalten sie sich an Station 8813. Diese wurde zuvor als

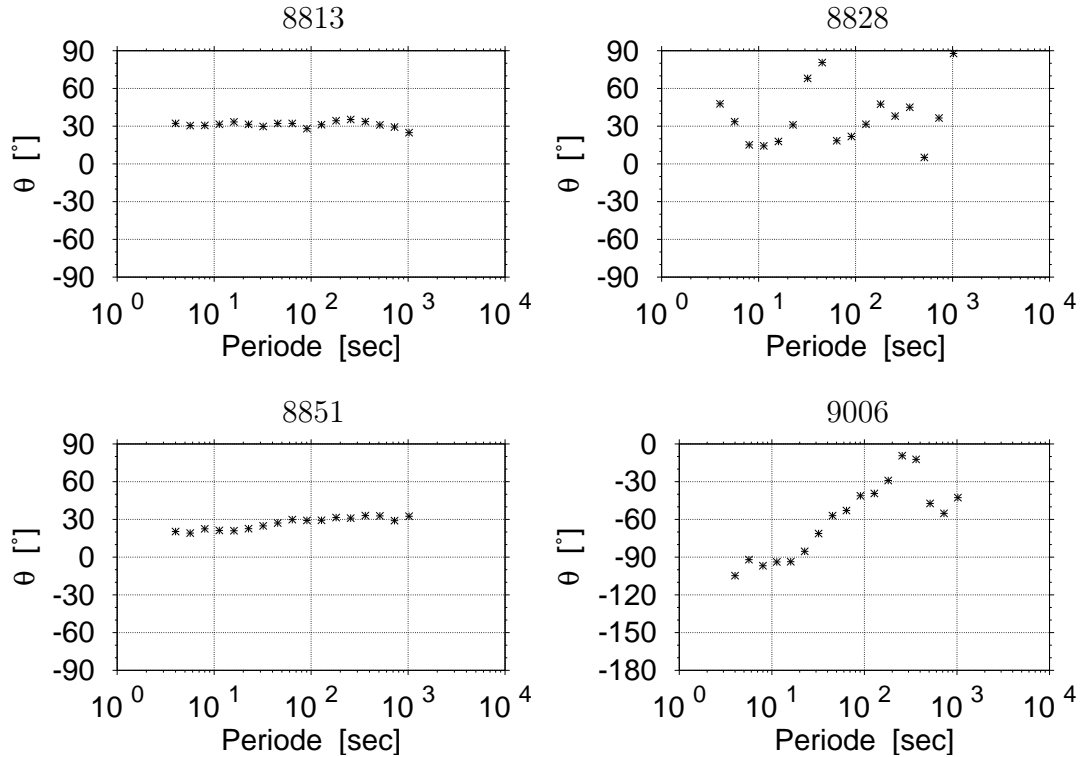


Abbildung 5.36: Die Streichwinkel gegen magnetisch Nord für vier Beispielstationen in Abhängigkeit von der Periode.

zweidimensional eingestuft und es ergibt sich ein Streichwinkel, der über den gesamten Periodenbereich nahezu konstant (ca.  $31^\circ$ ) ist. Für Station 8851 zeigt der Winkel über die Periode einen leichten Trend ( $\Delta\theta \approx 13^\circ$ ). Das deutet auf den Einfluss unterschiedlicher Untergrundstrukturen bei unterschiedlichen Perioden bzw. Tiefen hin. Diese Station ist nach den Invarianten sowie den Phasensensoren als dreidimensional zu betrachten, wobei die 3D-Effekte bei kurzen Perioden gering sind. An Station 9006 schließlich, die schon zuvor als stark 3D-beeinflusst erkannt wurde, variiert der Winkel mit einem starken Trend um über  $90^\circ$ , ein einheitlicher Drehwinkel ist nicht mehr bestimmbar.

Da dieses Minimierungsproblem eine Periodizität von  $90^\circ$  besitzt, kann für eine einzelne Station zunächst keine Aussage darüber getroffen werden, welche der Komponenten in Streichrichtung liegt, d. h. eine Zuordnung von E-Polarisation und B-Polarisation ist nicht möglich. Da auf Island eine Vielzahl von Messpunkten vorliegt, kann aber zunächst eine Sortierung der Daten stattfinden.

Die Daten werden zunächst um den jeweiligen (mittleren) Drehwinkel bei 128 s rotiert. Um diese rotierten Sondierungskurven zu klassifizieren und einen Überblick über die räumliche Verteilung der Daten zu bekommen, wurden diese nach der Höhe der Phasemaxima der Nebendiagonalelemente sortiert. Dabei wurden zunächst als Referenz die im vorherigen Abschnitt ermittelten 1D-Datensätze betrachtet. Hier zeigen die Kurven für die xy- und yx-Komponente einen (nahezu) identischen Verlauf und es tritt immer

ein deutliches Phasenmaximum von  $50^\circ$  bis  $65^\circ$  auf. Dieser Kurvenverlauf wird hier als "Normalverlauf" bezeichnet.

Die gesamte Datensatzmenge wird nun in Gruppen unterteilt. Das Unterscheidungskriterium ist dabei die Höhe des Phasenmaximums.

- In der ersten Gruppe zeigt mindestens eine der beiden Phasen der Nebendiagonalelemente ein Maximum von  $\phi_{max} \geq 70^\circ$ . Der generelle Verlauf der Phase und des scheinbaren Widerstands ähnelt dem "Normalverlauf"; die andere Komponente kann ein abweichendes Verhalten zeigen.
- In der zweiten Gruppe beträgt das Phasenmaximum  $65^\circ \leq \phi_{max} < 70^\circ$ . Der generelle Verlauf der Phase und des scheinbaren Widerstands dieser Tensorkomponente ähnelt dem "Normalverlauf"; die andere Komponente kann ein abweichendes Verhalten zeigen.
- Eine weitere Gruppe bilden die Daten, in denen genau eine der Phasen von  $Z_{xy}$  oder  $Z_{yx}$  unter  $50^\circ$  bleibt. Hier gibt es Überschneidungen mit den zuvor definierten Gruppen ( $65^\circ \leq \phi_{max} < 70^\circ$  und  $\phi_{max} \geq 70^\circ$ ), d. h. es kommt vor, dass z. B. eine Phase größer als  $70^\circ$  wird, während die andere über den gesamten Periodenbereich unter  $50^\circ$  bleibt.
- In der Restmenge der noch keiner Gruppe zugeordneten Stationen, besitzt ein Großteil der Messpunkte Phasenmaxima von  $50^\circ \leq \phi_{max} < 65^\circ$  in mindestens einer Komponente  $xy$  und  $yx$ , ähnlich den 1D-Stationen. Sie unterscheiden sich von den 1D-Kurven jedoch durch einen unterschiedlichen Kurvenverlauf von  $xy$ - und  $yx$ -Komponente. Diese Datensätze bilden eine weitere Gruppe.
- Die übrigen Datensätze, die noch keiner Gruppe zugeordnet werden konnten, zeigen in beiden Komponenten einen völlig anderen Kurvenverlauf, als den beschriebenen "Normalverlauf". Z.B. können hier beide Phasen unter  $50^\circ$  bleiben oder ein ausgeprägtes Phasenmaximum existiert nicht. Diese Stationen wurden in der letzten Gruppe zusammengefasst.

Nach dieser Sortierung ist nun zunächst die Komponente mit der maximalen Phase zufällig entweder der  $xy$ - oder der  $yx$ -Komponente zugeordnet. Nachfolgend wurde der  $yx$ -Komponente das jeweils hohe Phasenmaximum zugeordnet, wie in den Abbildungen 5.38 und 5.39 zu sehen ist. Da es in der Gruppe mit den Phasen unter  $50^\circ$  Überschneidungen mit den beiden Gruppen mit den extrem hohen Phasenmaxima gibt, wurde dementsprechend der  $xy$ -Komponente immer das niedrige Phasenmaximum von unter  $50^\circ$  zugeordnet.

Die Gruppe mit  $50^\circ \leq \phi_{max} < 65^\circ$  musste abweichend behandelt werden, da hier die Phasenmaxima in beiden Komponenten ähnliche Werte erreichen können. Bei den zuvor betrachteten Gruppen zeigte sich, dass die nun definierte  $xy$ -Komponente meist einen deutlichen  $45^\circ$ -Phasendurchgang aufwies. Dies wurde nachfolgend auf die Gruppe mit  $50^\circ \leq \phi_{max} < 65^\circ$  angewandt, d. h. die Komponente mit einem deutlichen  $45^\circ$ -Phasendurchgang wurde auch hier als  $xy$ -Komponente eingeordnet.

Die Abbildung 5.37 zeigt die Beispielsondierungskurven aus Abb. 5.2 nun in rotierter Form mit Angabe des jeweiligen Drehwinkels bei  $T = 128$  s. Ein Vergleich mit den



## 5.6 Gruppierung der Daten und Bestimmung der Streichrichtung

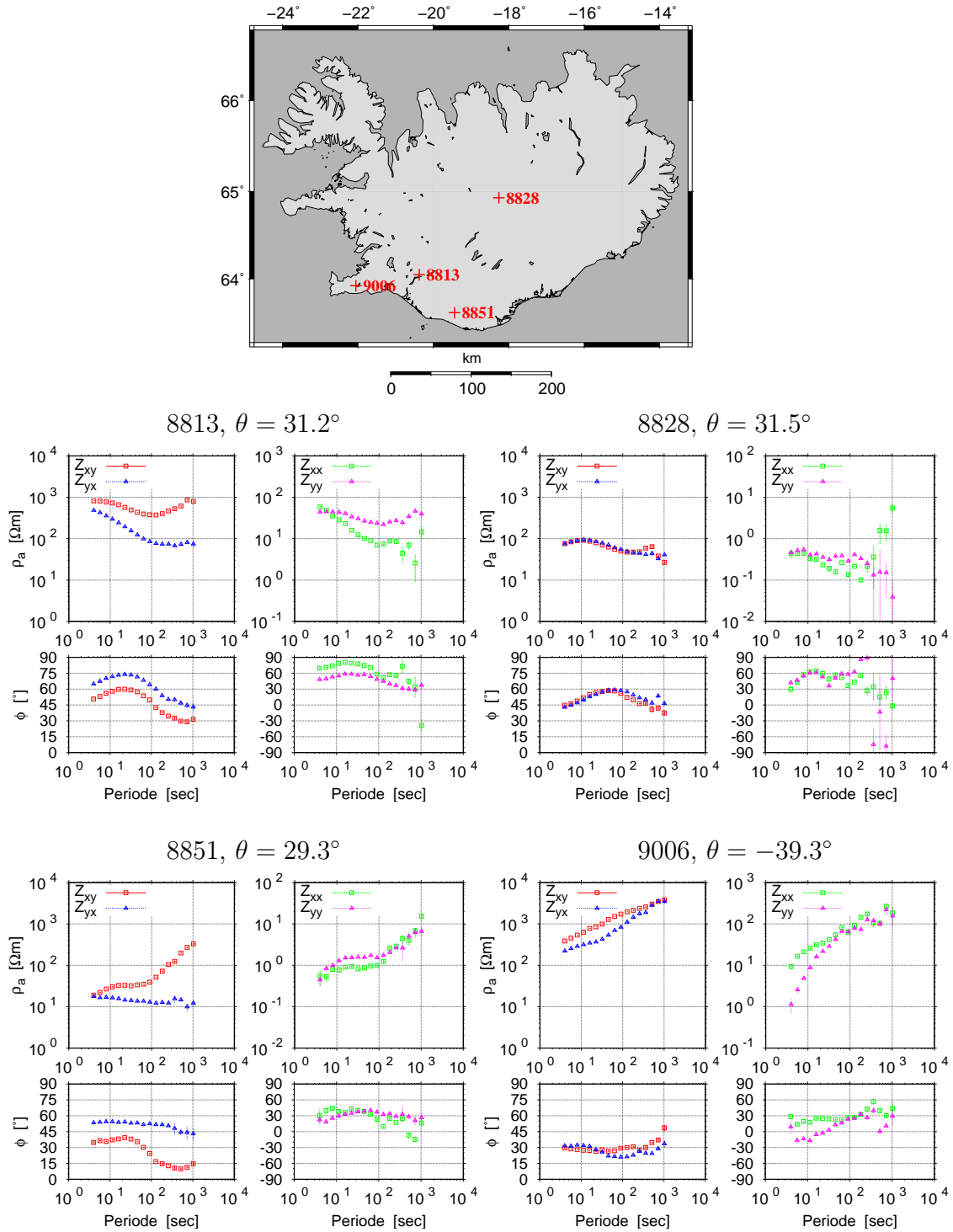


Abbildung 5.37: MT-Sondierungskurven, gedreht um  $\theta(128\text{ s})$ . Links: Nebendiagonalelemente, Rechts: Hauptdiagonalelemente, jeweils  $\rho_a$  (oben) und Phase  $\phi$  (unten).

Kurven in Abb. 5.2 zeigt bei Station 8828 wie erwartet kaum Unterschiede zu den unrotierten Tensoren. Ab ca. 100 s wird in den Nebendiagonalelementen eine leichte Phasenaufspaltung zwischen xy- und yx-Komponente sichtbar, die auf einen 2D- oder 3D-Effekt hindeutet. Für Station 8813 hingegen ergibt sich nun eine starke Phasenaufspaltung über den gesamten Periodenbereich. Die Phase  $\phi_{yx}$  wird maximiert und die andere minimiert. E- und B-Polarisation sind jetzt deutlich getrennt. Vorher traten in allen Komponenten gemischte Terme auf, da die Achsen des Messkoordinatensystems schräg zur Streichrichtung verliefen. Aufgrund des hohen Phasenmaximums in der yx-Komponente, wird Station 8813 in die Gruppe mit  $\phi_{max} \geq 70^\circ$  eingeordnet. Für Station 8851 ergibt sich ebenfalls eine große Phasenaufspaltung und somit eine Trennung von E- und B-Polarisation. Doch da hier eine Phase unter  $45^\circ$  bleibt und die andere kein ausgeprägtes hohes Phasenmaximum zeigt, wird diese Station nur der Gruppe mit  $\phi_{max} < 50^\circ$  zugeordnet. Für den dreidimensionalen Tensor an Station 9006 existiert kein einheitlicher Drehwinkel. Die um den mittleren Drehwinkel rotierten Daten unterscheiden sich kaum von den unrotierten. Da hier in keiner der Komponenten xy oder yx ein Phasenmaximum wie zuvor beschrieben existiert, sondern beide Phasen unter  $45^\circ$  bleiben, zählt diese Station zu denjenigen, die der letzten der oben beschriebenen Gruppen zugeordnet wurden.

In den Abbildungen 5.38 und 5.39 werden alle Zuordnungen deutlich, da hier sämtliche zu einer Gruppe gehörenden Stationen dargestellt sind, beschränkt auf die Nebendiagonalelemente. Zusätzlich zu den Einzelkurven sind auch gemittelte Widerstands- und Phasenverläufe dargestellt (jeweils rechts im Bild). Hier wurde die Komponente dargestellt, die bezeichnend für die jeweilige Gruppe ist, also die yx-Komponente für  $50^\circ \leq \phi_{max} < 65^\circ$ ,  $65^\circ \leq \phi_{max} < 70^\circ$  und  $\phi_{max} \geq 70^\circ$  und die xy-Komponente für  $\phi_{max} < 50^\circ$ . Für den 1D-Fall 5.38 (oben) wird exemplarisch die xy-Komponente gezeigt.

Für die Einzelkurven zeigt sich in diesen Abbildungen zudem ein sehr starker *Static-Shift*-Effekt, d. h. die Kurven der Widerstandswerte zeigen periodenunabhängige Verschiebungen entlang der Widerstandsachse von einer Dekade und mehr (vgl. Kap. 3.2.2). Die Phasenkurven verlaufen dagegen sehr gebündelt, abgesehen von Verschiebungen entlang der Periodenachse, die z. B. auf eine unterschiedliche Tiefenlage der leitfähigen Schichten hinweisen,

Die beschriebene Klassifikation nach den Phasen ist in Abb. 5.40 räumlich dargestellt. Die Farbkodierungen spiegeln die definierten Gruppen wider. Die zuvor aus den Invarianten bestimmten 1D Stationen sind ebenfalls markiert. Im Gegensatz zur Ermittlung der Invarianten und Phasentensoren in den vorhergehenden Kapiteln konnten nun auch diejenigen Daten mit in die Untersuchung einbezogen werden, für die nur "fertige" Sondierungskurven und nicht der gesamte MT-Tensor vorlagen (vgl. Kap. 5.1). Insbesondere werden auch Stationen aus dem östlichen Teil Islands dargestellt.

Die unabhängige Sortierung nach den Phasenmaxima führt, wie in Abbildung 5.40 ersichtlich wird, zu einer nicht zu übersehenden räumlichen Clusterbildung. Von den 1D-Stationen ausgehend, erstreckt sich ein breiter Streifen nach Nordosten und Südwesten, in dem die Messpunkte keine auffällig hohen oder niedrigen Phasenmaxima aufweisen. Daran anschließend ergeben sich im Norden und Süden Gebiete mit erhöhten Phasen ( $65^\circ \leq \phi_{max} < 70^\circ$ ). Die höchsten Phasenmaxima konzentrieren sich auf zwei abgegrenzte Gebiete - eines an der mittleren Nordküste und das zweite kleinere

## 5.6 Gruppierung der Daten und Bestimmung der Streichrichtung

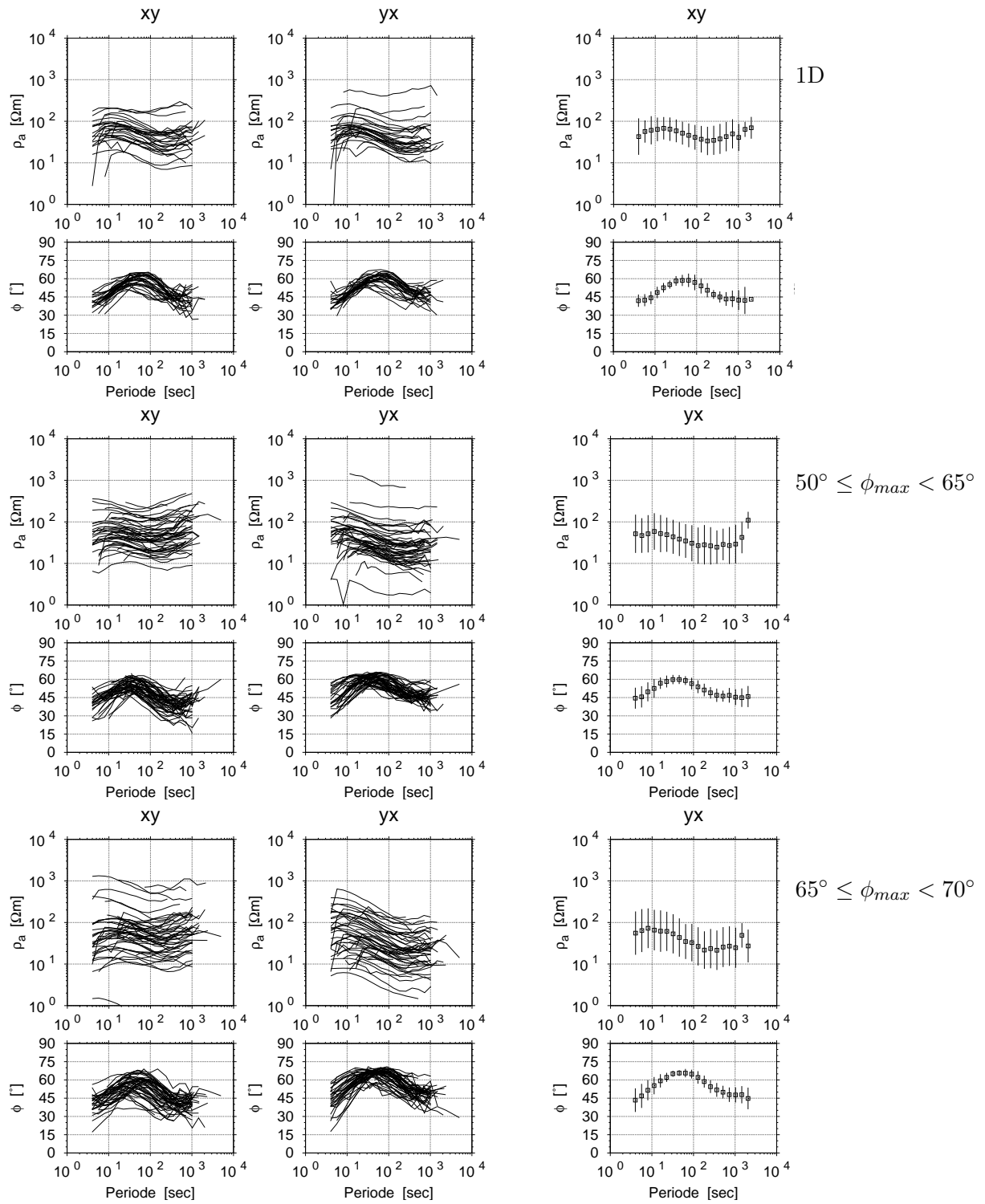


Abbildung 5.38:  $\rho_a$  und  $\phi$  für alle Stationen der Gruppen 1D (oben),  $50^\circ \leq \phi_{max} < 65^\circ$  (Mitte) und  $65^\circ \leq \phi_{max} < 70^\circ$  (unten). Rechte Seite: Gemittelte Kurven für jeweils die Komponente, die die gruppenspezifische Phase besitzt.

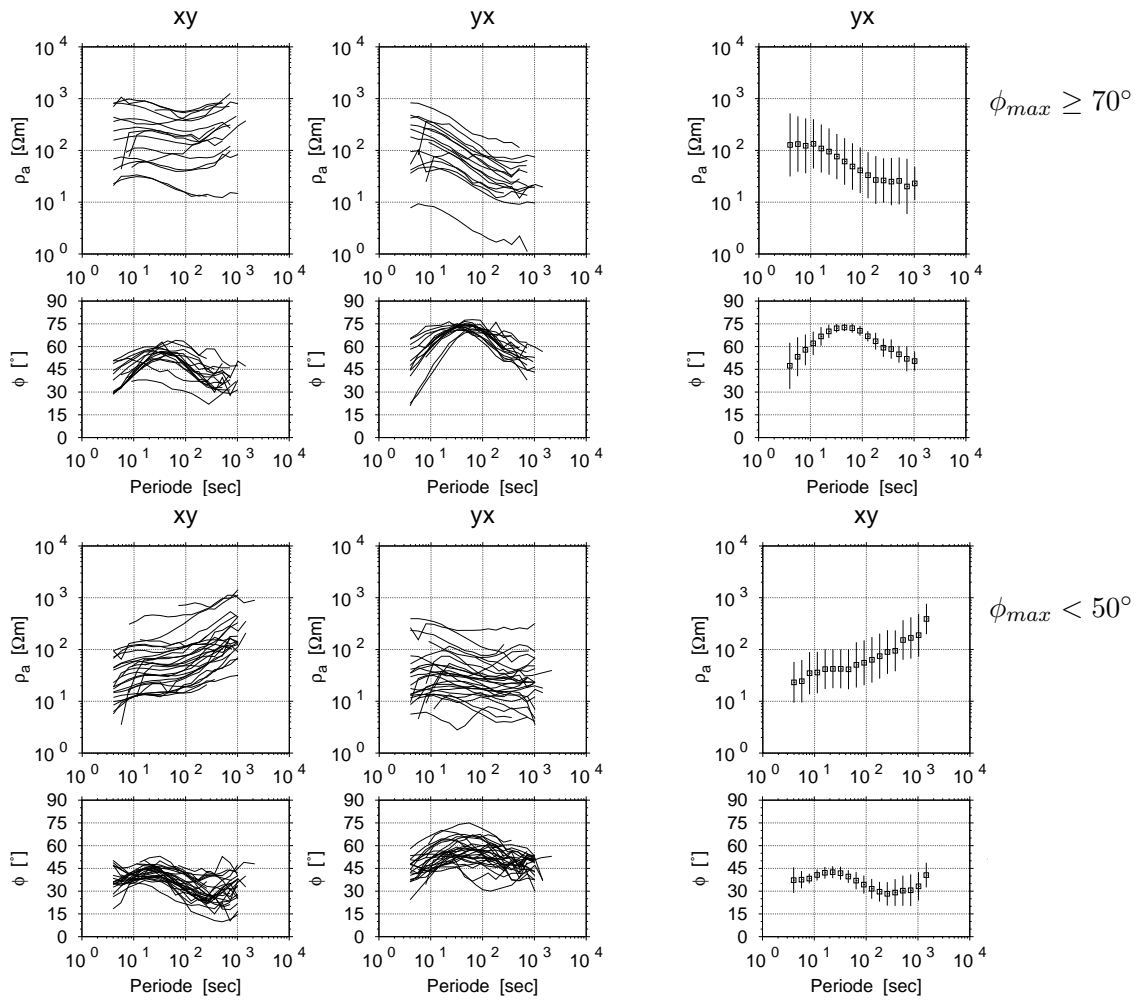


Abbildung 5.39:  $\rho_a$  und Phase für alle Stationen der Gruppen  $\phi_{max} \geq 70^\circ$  (oben) und  $\phi_{max} < 50^\circ$  (unten). Rechte Seite: Gemittelte Kurven für jeweils die Komponente, die die gruppenspezifische Phase besitzt.

im Südwesten. Die Stationen, bei denen das Phasenmaximum eines Nebendiagonalelementes unterhalb von  $50^\circ$  bleibt, liegen fast ausschließlich entlang der Südküste Islands, von einzelnen Messpunkten in der Nähe der anderen Küstenstreifen abgesehen. Die Stationen, die einen oben beschriebenen, vom "Normalverlauf" völlig abweichenden, Kurvenverlauf zeigen, befinden sich im Süden und Westen, hier hauptsächlich auf den Halbinseln Reykjanes und Snæfellsnes bzw. in deren Verlängerung.

Zu diesem Zeitpunkt sind die Datensätze und Drehwinkel in sich zwar einheitlich geordnet, jedoch fehlt immer noch die Zuordnung, welche Komponente im 2D-Fall der E- und welche der B-Polarisation entspricht - oder anders ausgedrückt, welche der Komponenten xy oder yx in Richtung der möglichen regionalen 2D-Struktur ausgerichtet ist. Zusammen mit den Invarianten, Phasentensorelementen und Abb. 5.40 lässt sich an dieser Stelle die Vermutung äußern, dass im Süden die Streichrichtung ungefähr

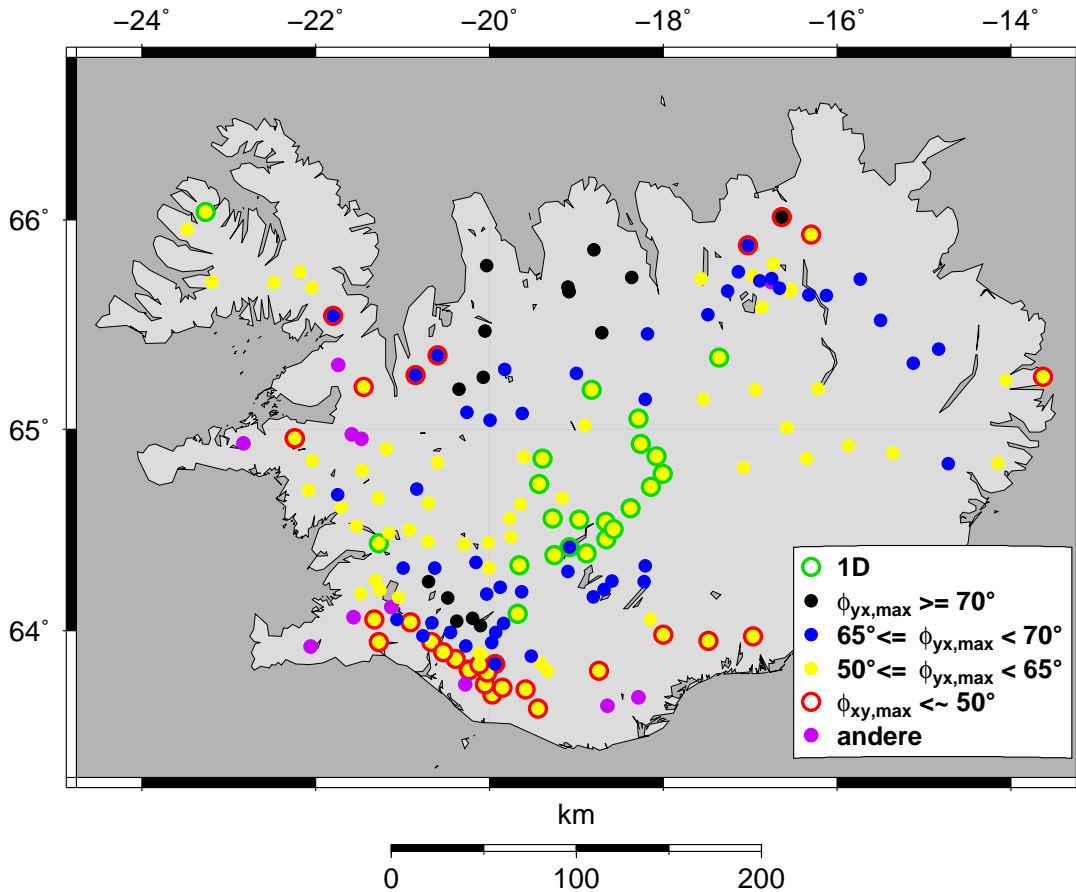


Abbildung 5.40: Verteilung der Stationen auf Island mit Markierung der Gruppenzugehörigkeit. Die Sortierung erfolgt nach den Phasenmaxima der Nebendiagonalelemente der um den jeweiligen mittleren Drehwinkel bei 128 s rotierten Tensoren.

NW-SE und im Norden NNE-SSW betragen muss. Diese Richtungen entsprechen den Übergängen sowohl in den klassifizierten Phasenmaxima (Abb. 5.40) als auch in den zuvor bestimmten Invarianten  $I_0$  und  $I_7$  sowie in den Phasentensorparametern  $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$ .

Aus deren gemeinsamer Betrachtung ergibt sich besonders im Süden und Norden ein recht einheitliches Bild bzgl. der Streichrichtung der Daten. Demnach entspricht nach der Rotation der Tensoren die  $yx$ -Komponente der Richtung des Streichens und die  $xy$ -Komponente der Richtung senkrecht dazu. Soll das Koordinatensystem in Streichrichtung gedreht werden, d. h. die  $x$ -Koordinate in Streichrichtung weisen, müssen auf die berechneten Winkel also noch  $90^\circ$  addiert werden. Dann entspricht im 2D-Fall die  $xy$ -Komponente der TE-Mode (E-Polarisation) und die  $yx$ -Komponente der TM-Mode (B-Polarisation, vgl. Kap. 3.2.1). Wird dies auf alle Stationen angewandt, ergeben sich die in Abb.5.41 dargestellten lokalen Streichrichtungen für eine Periode von 128 s. Die Farbkodierungen entsprechen denen aus Abb.5.40. 1D-Stationen sowie Messpunkte mit

## 5 Interpretation magnetotellurischer Daten

nicht zuzuordnendem Phasenverlauf sind gesondert als grüne bzw. violette Punkte dargestellt. Für 1D-Stationen ist kein Streichwinkel definiert und den Stationen ohne ausgeprägtes Phasenmaximum konnte nach dieser Methode ebenfalls keine Streichrichtung zugeordnet werden.

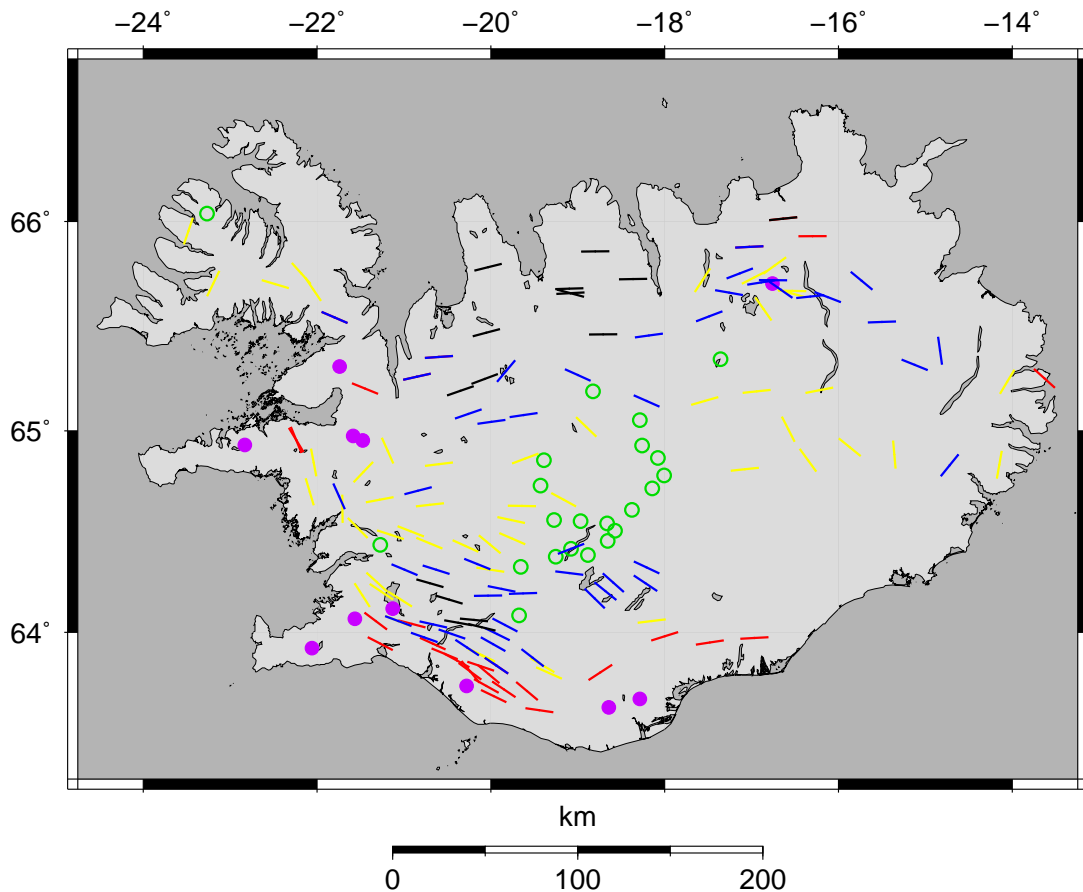


Abbildung 5.41: Abgeleitete Streichrichtungen unter Berücksichtigung der Deklination ( $-21^\circ$ ). Die Farbkodierungen entsprechen denen aus Abb.5.40. Für 1D-Stationen (grüne Kreise) ist kein Streichwinkel definiert. Den Stationen ohne ausgeprägtes Phasenmaximum (violette Punkte) konnte nach dieser Methode keine Streichrichtung zugeordnet werden.

Die Streichrichtungen zeigen im Großen und Ganzen ein recht einheitliches Bild. Entlang den Küsten folgen sie fast ohne Ausnahme deren Verlauf. Im Mittelteil der Insel zeigen die Drehwinkel annähernd in Ost-West-Richtung. Daraus ergibt sich im westlichen Teil Islands eine Änderung der Streichrichtung von Ost-West nach Nord-Süd. Auch nahe der Ostküste deutet sich Ähnliches an, wobei hier, bedingt durch die geringere Anzahl an Stationen, keine so klare Aussage getroffen werden kann.

## 5.7 1D-Modelle

Für die Berechnung der 1D-Modelle wird die Annahme getroffen, dass die Leitfähigkeit im Untergrund lediglich mit der Tiefe, nicht jedoch in den horizontalen Raumrichtungen variiert, d. h.  $\sigma = \sigma(z)$ .

Für einen flächenhaften Überblick über die Tiefe der gut leitenden Strukturen wurden in dieser Arbeit eindimensionale Modelle jeweils für die beiden Komponenten  $xy$  und  $yx$  berechnet. Dazu kam der *rho+*-Algorithmus nach Parker (1980) zum Einsatz. Bei diesem werden die Übertragungsfunktionen der einzelnen Stationen durch sogenannte "dünne Schichten" angepasst. Dabei handelt es sich um eine rein mathematische Annäherung, da diese Schichten nur eine infinitesimale Ausdehnung besitzen. Sie sind charakterisiert durch ihre Tiefenlage und den Leitwert. Dies geschieht vor dem Hintergrund einer Mehrdeutigkeit bei der Interpretation magnetotellurischer Messungen. Dabei kann die Dicke eines guten Leiters, der zwischen Schichten höheren Widerstands eingebettet ist, nicht eindeutig bestimmt werden. Es kann vielmehr nur der Leitwert (integrierte Leitfähigkeit), d. h. das Produkt aus elektrischer Leitfähigkeit und Dicke der Schicht, ermittelt werden. Das bedeutet, dass es schwierig sein kann, zwischen einer sehr dünnen Schicht mit hoher Leitfähigkeit und einer etwas dickeren Schicht mit geringerer Leitfähigkeit zu unterscheiden. Die nachfolgend berechneten "dünnen Schichten" geben die Oberkante eines Leiters und dessen Leitwert an. Diese Art der Dateninvertierung liefert die mathematisch bestmögliche Datenanpassung (siehe Parker (1980); Parker & Booker (1996)).

Diese 1D-Inversion wurde auf alle Datensätze und jeweils die beiden Komponenten  $xy$  und  $yx$  einzeln angewandt. Sind die Daten tatsächlich eindimensional, so sind die Übertragungsfunktionen dieser beiden Komponenten identisch und es ergeben sich demzufolge auch identische Modelle. Bei den Inversionen ergab sich das Problem, dass die Daten sehr stark von *static shift* beeinflusst sind (siehe Abb. 5.38 und 5.39). Ohne Berücksichtigung dieses Effekts würden sich verzerrte Widerstands-Tiefen-Modelle ergeben und daraus folgend eine Verteilung der leitfähigen Schichten unter Island, deren Tiefe und Leitwert höchstgradig vom Ausmaß der Verzerrung beeinflusst ist. Das bedeutet, dass die  $\rho_a$ -Kurven zunächst auf irgendeine Art und Weise "normiert" werden müssen. Das geschieht hier dadurch, dass bei 3.8 s ein künstlicher  $\rho_a$ -Wert von  $50 \Omega m$  eingeführt wird. Dieser Wert wurde aus den gemittelten Übertragungsfunktionen der Abbildungen 5.38 und 5.39 abgeleitet. Alle anderen  $\rho_a$ -Werte fließen nicht mit in die Inversion ein. Es werden also lediglich die Phasen sowie der künstliche  $\rho_a$ -Wert invertiert. Dieser wird zur Fixierung der Strukturen benötigt, da die Phasen lediglich die Leitfähigkeitskontraste widerspiegeln, aber keine konkreten Leitwerte liefern. Es ist klar, dass diese Herangehensweise ebenfalls zu einer Veränderung der Datenstruktur führen kann. Hier soll jedoch ein Trend in der Verteilung der tieferen Leitfähigkeitsstrukturen bestimmt werden und dafür stellt die hier verwendete Annahme, dass bei kurzen Perioden der scheinbare Widerstand annähernd identisch ist, eine gute Lösung dar.

Als Beispiele für die Inversionen sind in Abbildung 5.42 Leitwert-Tiefen-Modelle für die vier ausgewählten Stationen dargestellt. Jeder Peak stellt dabei eine "dünne Schicht" dar, wobei die Höhe den Leitwert widerspiegelt (logarithmische Skala). Die zu diesen Modellen gehörenden Sondierungskurven sind zusammen mit den Daten in Abb. 5.43

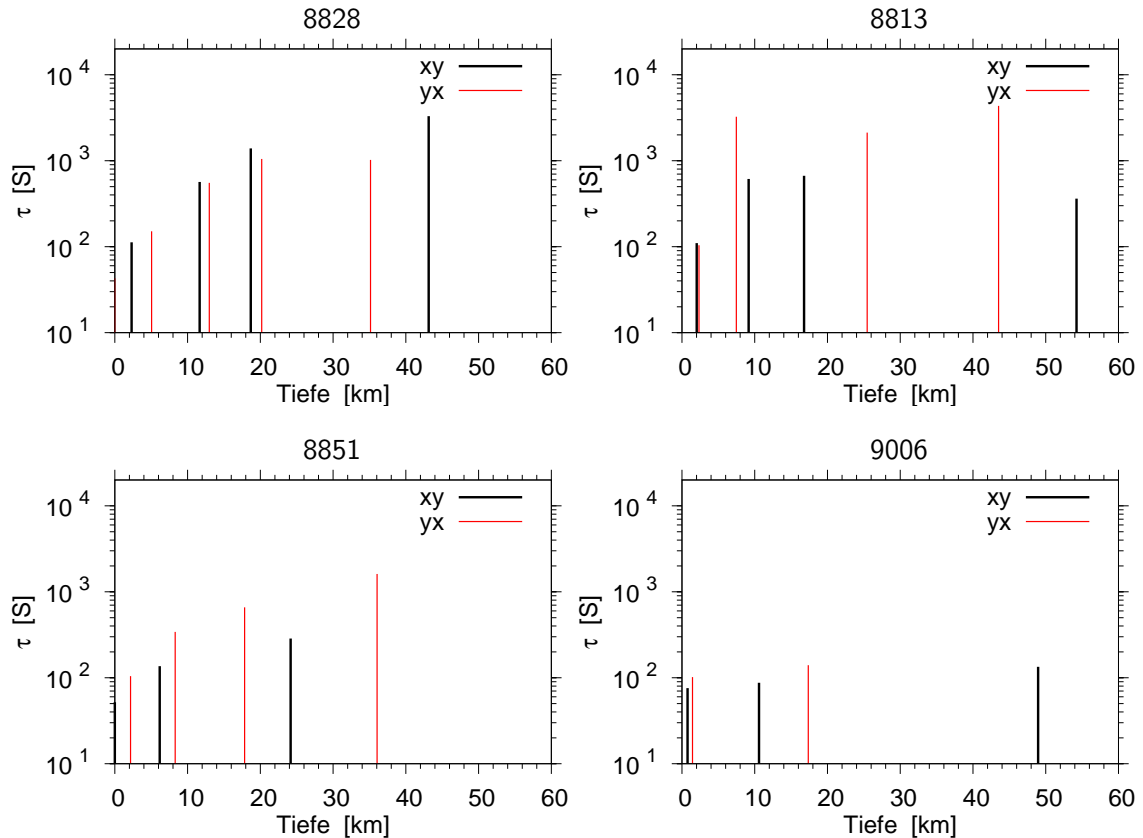


Abbildung 5.42: Ergebnis der 1D-Inversion am Beispiel von vier Stationen. “Dünne Schichten”-Modelle für xy- und yx-Komponente.

dargestellt. In allen Modellen und beiden Komponenten xy und yx erscheint die erste “dünne Schicht” in maximal 5 km Tiefe mit Leitwerten zwischen 52 S und 150 S. Für die Stationen 8828, 8813 und 8851 steigen die Leitwerte der dünnen Schichten mit zunehmender Tiefe an, während sie für Station 9006 annähernd gleiche Leitwerte aufweisen. Für die als eindimensional eingestufte Station 8828 führen die Inversionen der xy- und yx-Komponente wie erwartet zu annähernd identischen Modellen, d. h. der Leitwert und die Tiefenlage der Schichten sind vergleichbar. Die Abweichung in größeren Tiefen kann mit der Streuung der Daten bei langen Perioden erklärt werden (Abb. 5.43, links). Zwischen 10 und 20 km Tiefe wird an dieser Station ein Gesamtleitwert von ca. 2000 S erreicht. Das würde z. B. einer gut leitenden Zone mit  $2 \Omega\text{m}$  bei einer Mächtigkeit von 4 km entsprechen. Bei den Stationen 8813 und 8851, die zuvor als zweidimensional bzw. als zum Teil dreidimensional eingeordnet wurden, zeigen sich für die beiden Komponenten xy und yx deutliche Unterschiede in den Modellen. Sowohl die Tiefenlage als auch der Leitwert unterscheiden sich voneinander. Die Leitfähigkeit in der lokalen y-Richtung ist gegenüber der x-Richtung deutlich erhöht. Betrachtet man die Gesamtleitwerte für mittlere Tiefen (6–30 km), so ergeben sich für die xy-Komponente Werte von ca. 1300 S für Station 8813 und rund 400 S für Station 8851, für die yx-Komponente hingegen 5400 S bzw. 1000 S. Die Station 9006, die zuvor als 3D eingestuft wurde, zeigt in dieser



1D-Näherung sehr geringe Leitwerte von 90–140 S in 10–20 km Tiefe.

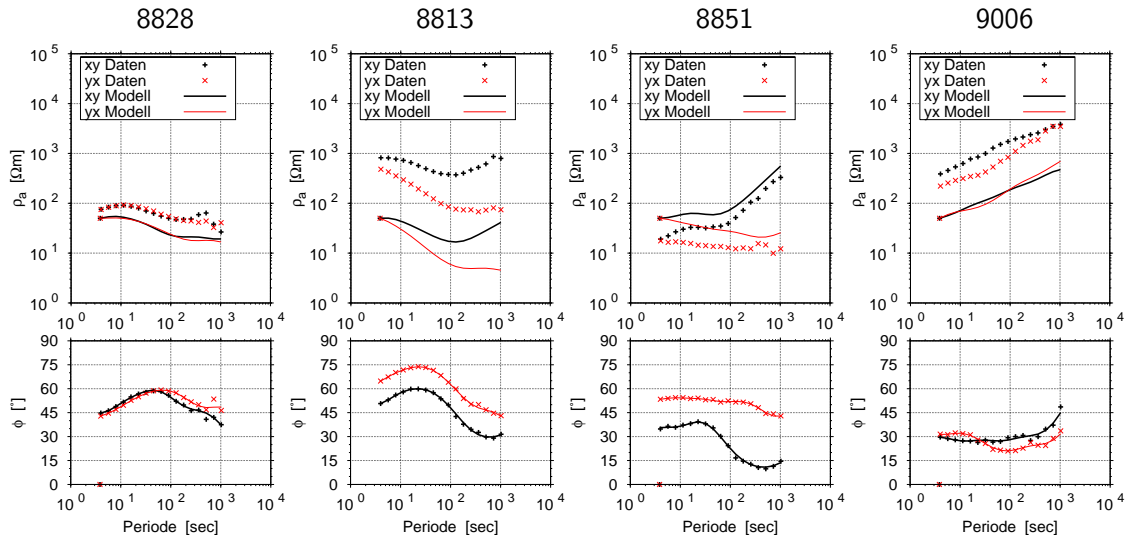


Abbildung 5.43: Vergleich von Daten und Modellantworten der 1D-Inversion mit “Dünnen Schichten” für die vier Beispielstationen, xy- und yx-Komponente.

In der Darstellung der Daten und der Modellantworten (Abb. 5.43) zeigt sich, dass die Phasen nahezu perfekt angepasst wurden. Die modellierten  $\rho_a$ -Kurven verlaufen durch den künstliche festgelegten Wert von  $50 \Omega\text{m}$  bei  $3.8 \text{ s}$ . Diese  $\rho_a$ -Kurven sind gegenüber den gemessenen Daten lediglich um einen frequenzunabhängigen Faktor entlang der Widerstandsachse verschoben (*static shift*). Für die Stationen 8828 und 8851 zeigt sich bei den kurzen Perioden außerdem ein Bias-Effekt. In der xy-Komponente fallen die  $\rho_a$ -Werte in Richtung der kurzen Perioden etwas steiler ab, als durch die Phasen erklärt werden kann.

Zur flächenhaften Veranschaulichung der Ergebnisse werden nachfolgend die ermittelten Leitwerte bis zu bestimmten Tiefen aufsummiert und dargestellt. Die Abbildung 5.44 zeigt diese Resultate für Tiefenbereiche von 0–10 km, 10–20 km sowie 20–30 km für die Berdichevsky-Invariante  $Z_B = 0,5 \cdot (Z_{xy} - Z_{yx})$  (Berdichesky & Dimitriev, 1976).

Für den oberen Tiefenbereich bis 10 km (Abb. 5.44, oben links) sind die aufsummierten Leitwerte für große Teile Islands mit 100–200 S relativ gering. Erhöhte Leitfähigkeiten zeigen sich entlang der Südwest-, West und Nordküste. Hier erreichen die Leitwerte Größenordnungen von 1000–2000 S.

Mit zunehmender Tiefe zeigt sich ein deutlicher Anstieg in den Leitwerten. Für die meisten Messstationen erreicht er in 10–20 km Tiefe (Abb. 5.44, oben rechts) nun Werte von ca. 1000–3000 S. Größere Bereiche mit deutlich geringerer Leitfähigkeit finden sich im Süden und in Zentralisland mit im Schnitt ca. 300 S.

Für größere Tiefen (20–30 km, Abb. 5.44, unten) werden ähnliche Leitwerte wie zuvor erreicht. Auch in Zentralisland wird nun eine erhöhte Leitfähigkeit registriert. Direkt an der SSW-Küste dagegen betragen die Leitwerte lediglich wieder max. 300 S. Für eine große Anzahl an Stationen werden in diesem Tiefenbereich keine “dünnen Schichten” modelliert. Insgesamt ergibt sich für alle Tiefenbereiche eine sehr geordnete Verteilung

## 5 Interpretation magnetotellurischer Daten

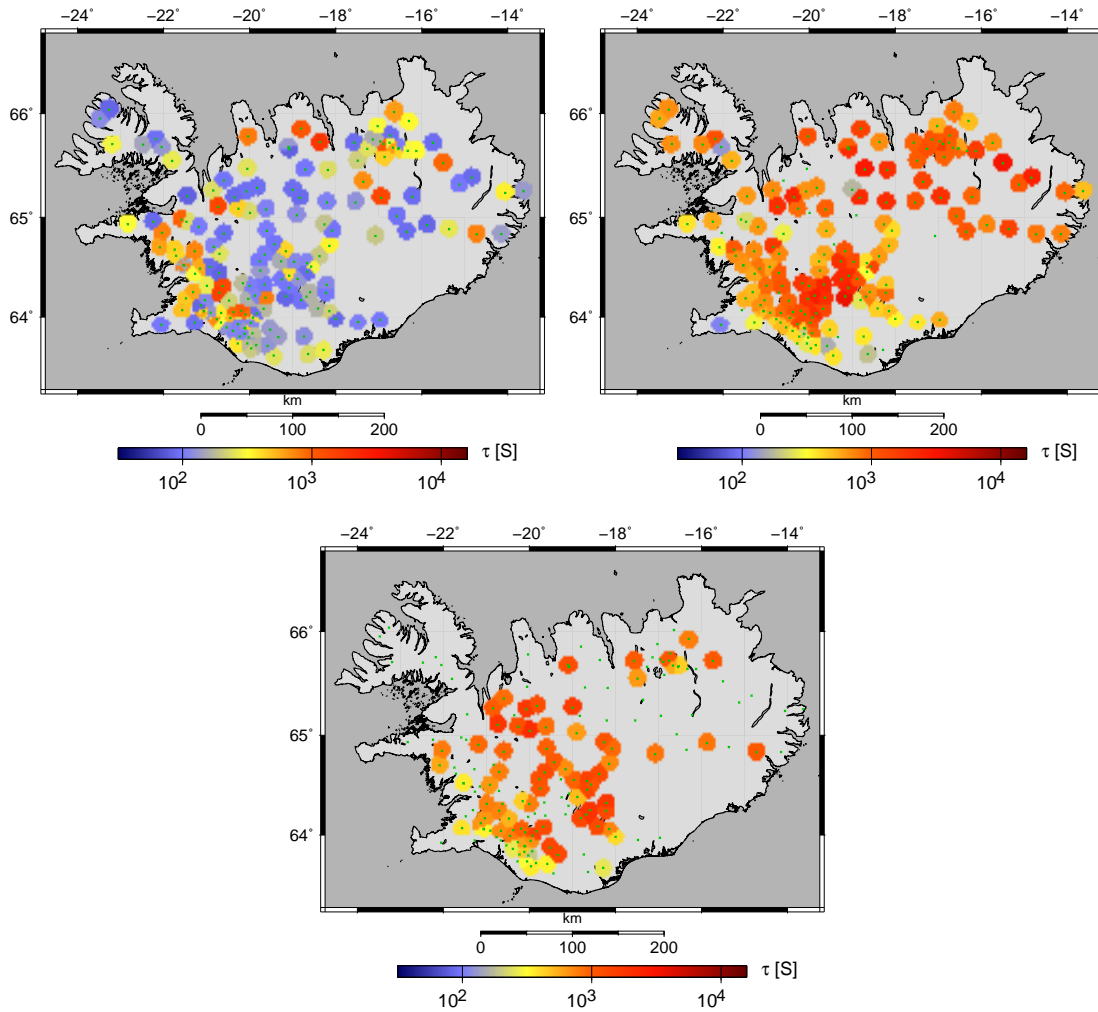


Abbildung 5.44: 1D-Modelle (Berdichevsky-Invariante): Aufsummierte Leitwerte in S für den Tiefenbereich von 0–10 km (oben links), 10–20 km (oben rechts) und 20–30 km (unten). Wenn an einer Station keine Werte dargestellt sind, so konnte diesem Tiefenbereich keine “dünne Schicht” zugeordnet werden.

der Leitwerte mit deutlicher Cluster-Bildung.

Nachfolgend wird der Fragestellung nachgegangen, in welcher Tiefe ein bestimmter Leitwert erreicht wird. Dazu werden die Leitwerte der “dünnen Schichten” aufsummiert. In der Abbildung 5.45 sind die Ergebnisse für 500 S, 1000 S und 2000 S dargestellt. Bei 500 S ergibt sich ein recht einheitliches Bild (Abb. 5.45, oben links). Für den Großteil der Stationen wird dieser Leitwert in Tiefen von ca. 10 km erreicht, sowohl für die xy- als auch die yx-Komponente. Eine deutliche Ausnahme bilden die Stationen an der Südküste, wo dieser Wert erst in Tiefen von teilweise mehr als 50 km erreicht wird. Aber auch in Zentralisland und im Nordosten werden größere Tiefen von bis zu 20 km angezeigt.

Für 1000 S (Abb. 5.45, oben rechts) differenziert sich dieses Bild. Die zuvor als eindi-

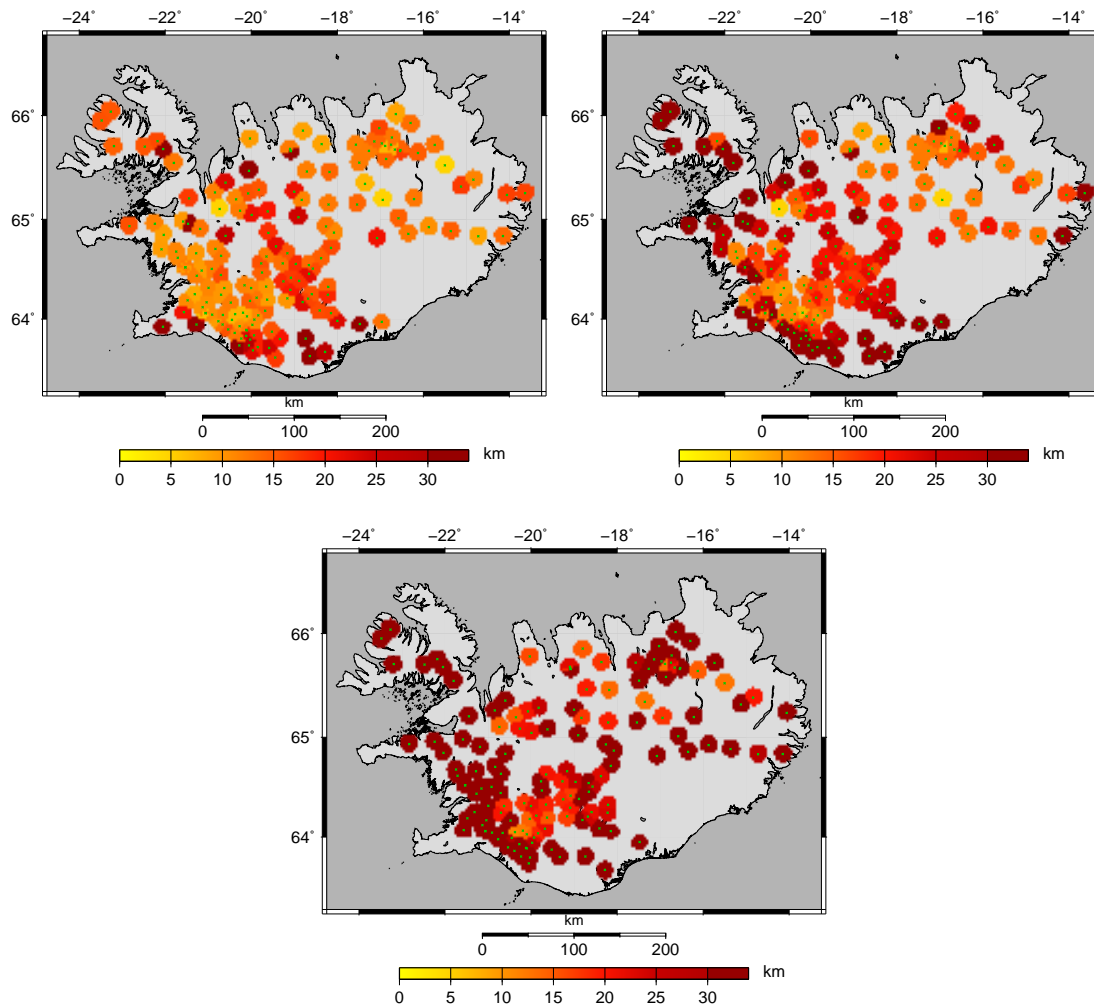


Abbildung 5.45: 1D-Modelle (Berdichevsky-Invariante): Darstellung der Tiefe in km, in der ein Leitwert von mindestens 500 S (oben links), 1000 S (oben rechts) und 2000 S (unten) erreicht wird. Stationen, für die der entsprechende Leitwert nicht erreicht wird, bleiben unberücksichtigt.

mensional klassifizierten Stationen im Inselzentrum erreichen diesen Wert in ca. 20 km Tiefe. Im SW und NNE werden bereits in ca. 10 km Tiefe 1000 S erreicht. Demgegenüber zeigen viele Stationen entlang der Küsten im Süden, Südwesten und Nordwesten diesen Leitwert erst in Tiefen größer als 30 km. Die Abbildung 5.45 (unten) zeigt, dass für einige Gebiete auch 2000 S in teilweise geringen Tiefen erreicht werden. Dies betrifft z. B. den Südwesten aber auch Teile des nördlichen Island.

Überall dort, wo die Daten zuvor als stark von 2D- oder 3D-Effekten beeinflusst klassifiziert wurden, z. B. im Süden und Südwesten, sind die Voraussetzungen für eine 1D-Modellierung nicht gegeben. Die Ergebnisse an diesen Stationen müssen daher mit großer Vorsicht betrachtet werden. Dennoch deutet sich in diesen Näherungen insbesondere entlang der Südwestküste ein Fehlen des guten Krustenleiters an.

## 5.8 2D-Modelle

### 5.8.1 2D-Inversion - Vorbemerkungen

Bei 2D-Modellierungen wird die Annahme getroffen, dass die Leitfähigkeit der Strukturen im Untergrund nur von der Tiefe und einer der beiden horizontalen Richtungen ( $x$  oder  $y$ ) abhängt. Da das Messkoordinatensystem im Allgemeinen nicht an der Streichrichtung der lokalen 2D-Struktur ausgerichtet ist, wird die  $x$ -Koordinate vor einer 2D-Modellierung in Streichrichtung gedreht, d. h.  $\sigma = \sigma(y, z)$ .

Für diese Arbeit wurde der 2D-Inversionsalgorithmus nach Rodi & Mackie (2001) verwendet. Dieser arbeitet mit der Methode der „Nichtlinearen konjugierten Gradienten“ (NLCG) um eine Lösung des Inversionsproblems zu finden.

Die Gewichtung von Datenabweichung und Glattheit wird dabei vom Regularisierungsparameter  $\tau_{\text{Mod}}$  bestimmt: Je größer  $\tau_{\text{Mod}}$  desto glatter ist das Modell, aber umso schlechter ist dann i. A. auch die Datenanpassung. Weitere Möglichkeiten der Beeinflussung der Glättung sind die Gewichtungsparameter  $\beta_{\text{Mod}}$  und  $\alpha_{\text{Mod}}$ .  $\beta_{\text{Mod}}$  beschreibt eine mit der Tiefe zunehmende Glättung während  $\alpha_{\text{Mod}}$  unabhängig von der Tiefe ist.  $\beta_{\text{Mod}} = 0$  bzw.  $\alpha_{\text{Mod}} = 1$  bedeuten keine zusätzliche Glättung. Auf die Prozedur der Modellfindung wird hier nicht näher eingegangen, stattdessen sei an der Stelle auf die detaillierte Beschreibung in Rodi & Mackie (2001) verwiesen.

Der Algorithmus bietet auch die Möglichkeit, den Widerstand in gewünschten Bereichen festzuhalten. Das kann z. B. für Apriori-Informationen wie Meerestiefen genutzt werden. Desweiteren können statische Verzerrungen (*static shift*) der scheinbaren Widerstände von TE- und TM-Mode mit in die Inversion einbezogen werden. Sie werden dabei so berechnet, dass die Summe der Logarithmen der Verzerrungen zu Null wird. Dies wird durch zwei weitere Parameter angegeben: eine Varianz und ein Dämpfungswert. Die Varianz bestimmt, inwieweit die Summe der Verzerrungen von Null abweichen darf. Der Dämpfungsterm sorgt dafür, dass die Inversion der statischen Verzerrungen verzögert wird. Ein hoher Dämpfungstermwert heißt, dass in den ersten Iterationen keine großen Änderungen an den Verzerrungswerten vorgenommen werden, was bedeutet, dass zunächst die Daten so gut wie möglich angepasst werden, bevor an den Verzerrungs-Parametern Änderungen vorgenommen werden. Jede dritte Iteration wird der Dämpfungswert dann um ein Drittel reduziert, so dass die *Static-Shift*-Parameter im Laufe der Iterationen an Einfluss gewinnen.

Als Maß für die Datenanpassung dient der RMS (*Root Mean Square*)-Fehler. Der RMS repräsentiert die gemittelten Standardabweichungen der Modelldaten von den gemessenen Daten. Es fließen dabei auch die Fehler der gemessenen Daten mit ein.

### 5.8.2 2D-Inversion - Modelle

Die Vielzahl der Messstationen auf Island legt es nahe, Profile zu definieren und für diese zweidimensionale Modelle zu berechnen. Implizit lassen sich damit die berechneten Streichwinkel überprüfen, da eine 2D-Inversion der Daten nur funktioniert, wenn die Streichrichtung der leitfähigen 2D-Struktur senkrecht zum Profil verläuft. Die  $x$ -Koordinate muss dementsprechend in Streichrichtung gedreht sein und  $y$  senkrecht dazu, d. h. in Profilrichtung. Es wird nachfolgend gezeigt, dass die Streichrichtung, wie

sie in Abb. 5.41 dargestellt ist, durch die in Abb. 5.46 dargestellten Profile bestätigt wird und die Daten durch 2D-Modelle angepasst werden können.

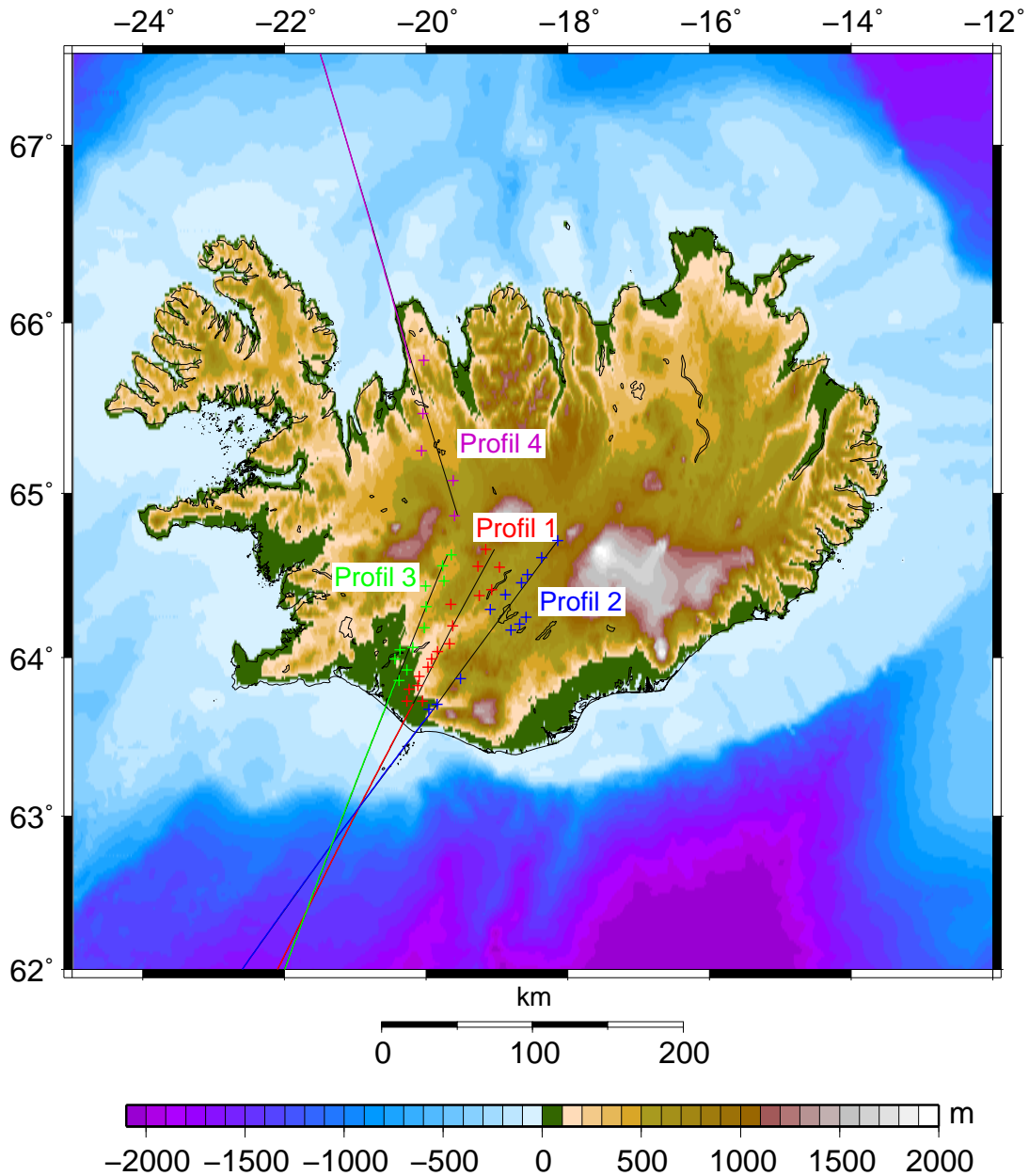


Abbildung 5.46: 2D-Profile und die zugehörigen Stationen sowie die Verlängerung zur Abschätzung der Meerestiefen.

Es wurden anhand der Streichrichtungen vier Profile definiert, davon drei im Süden und eines im Norden. Eine 2D-Inversion setzt voraus, dass der Streichwinkel über das gesamte Profil hinweg konstant ist. Um zu überprüfen, ob ein solcher Drehwinkel für jedes der Profile existiert, wurde nach dem “*multi site-multi frequency*-Verfahren” nach McNeice & Jones (2001) ein gemeinsamer Drehwinkel für die Stationen eines Profils

berechnet. Unter Berücksichtigung der Deklination (vgl. Kap. 5.1.1) wurde so eine geeignete Profilrichtung bestimmt. Die den jeweiligen Profilen zugewiesenen Stationen werden dann auf die entsprechende Profillinie projiziert. Die Impedanztensoren wurden um den jeweiligen gemeinsamen Drehwinkel rotiert. Dieser weicht von den Drehwinkeln, der für die Einzelstationen bestimmt wurde, nur geringfügig ab. Die xy-Komponente entspricht jetzt also der TE-Mode (E-Polarisation, parallel zum Streichen) und die yx-Komponente der TM-Mode (B-Polarisation, senkrecht zur 2D-Struktur). In Tabelle 5.4 sind die berechneten Drehwinkel und zugehörigen Profilrichtungen dargestellt.

Tabelle 5.4: Drehwinkel und Profilrichtung der einzelnen 2D-Profile, positiv von Nord nach Ost

Profil	Drehwinkel	Profilrichtung
	gegen magnetisch Nord	gegen geographisch Nord
1	-44°	25°
2	-35°	34°
3	-47°	22°
4	74°	-16°

Als Gegentest wurden zwei Profile definiert, die parallel zur Südwestküste und damit ungefähr senkrecht zu den eben vorgestellten Profilen verlaufen. Eines dieser Profile entsprach dabei der südöstlichen Hälfte von Profil 0 (vgl. Abb. 5.20). Die entsprechenden Drehwinkel weichen in diesem Fall um 90° von den in Abbildung 5.41 dargestellten ab. Hier stellte sich jedoch schnell heraus, dass offensichtlich TE- und TM-Mode vertauscht wurden, so dass in keinem dieser Tests 2D-Modelle gefunden werden konnten.

Da die Tensoren, wie in Kapitel 5.4 gezeigt, teilweise dreidimensional sind, ist eine Einschätzung der Dimensionalität entlang der einzelnen Profile hilfreich. Dazu wurden, wie bereits für Profil 1 geschehen, auch für die übrigen Profile die Rotations-Invarianten des MT-Tensors  $I_1$  bis  $I_7$  und  $I_0$  sowie die Invarianten der Phasentensoren  $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$  dargestellt (siehe Abb. 5.25 bis 5.28, 5.35 sowie Anhang B).

So zeigt sich in diesen Abbildungen, dass für die Profile 1–3 der nordöstliche Teil überwiegend eindimensional ist. Bei Profil 1 folgt dann, wie bereits beschrieben, ein 2D-Übergang und nachfolgend, insbesondere bei längeren Perioden, 3D-Daten. Bei Profil 2 zeigen sich, von NE nach SW betrachtet, zunächst bei niedrigen Perioden 2D/3D-Einflüsse, dann 2D-Daten über den gesamten Periodenbereich und schließlich wiederum, insbesondere bei langen Perioden, 3D-Effekte. Bei Profil 3 hingegen sind dreidimensionalen Daten weniger verbreitet. Hier überwiegen 2D-Tensoren. Profil 4 zeigt zwar in Richtung Inselzentrum (SE) ebenfalls eindimensionale Daten, sie sind jedoch ab den mittleren Perioden schon deutlich zweidimensional und Richtung NW werden die 3D-Einflüsse, wiederum beginnend bei langen Perioden, stärker.

Daraus lässt sich insgesamt schlussfolgern, dass bei einer 2D-Interpretation im südöstlichsten Teil der Profile 1–3 und im nordwestlichsten Abschnitt von Profil 4 mit Schwierigkeiten bei einer 2D-Inversion zu rechnen ist, da hier anscheinend 3D-Strukturen die

Daten beeinflussen. Dagegen sollten in der Inselmitte und in den mittleren Profilabschnitten kaum Probleme bei der Datenanpassung durch 2D-Modelle auftreten.

Die einzelnen Übertragungsfunktionen wurden nachfolgend noch einmal auf schlechte Daten (z. B. Ausreißer) hin überprüft. Diese fließen dann gegebenenfalls nicht mit in die Inversion ein. Entsprechend Kapitel 5.8.1 wurde für die Inversion ein Regularisierungsparameter von  $\tau_{\text{Mod}} = 5.0$  verwendet. Die Fehler der Übertragungsfunktionen flossen nicht direkt in die Inversion mit ein. Statt dessen wurden relative Fehler von 10 % für  $\rho_a$  und 2 % für  $\phi$  verwendet. Das hat den Vorteil, dass die längeren Perioden, die aus statistischen Gründen etwas größere Fehler aufweisen, nicht automatisch weniger gut angepasst werden. So sind alle Perioden gleich gewichtet. Dagegen wird die Phase durch Wahl eines geringeren relativen Fehlers gegenüber dem scheinbaren Widerstand bevorzugt angepasst. So haben galvanische Verzerrungen und Bias-Effekte einen geringeren Einfluss auf die Inversion. Für diejenigen Modelle, in denen auch nach dem *static shift* invertiert wurde, lag die *Static-Shift*-Varianz bei 10 % (entspricht dem relativen Fehler für  $\rho_a$ ). Der *Static-Shift*-Dämpfungs-Faktor wurde auf einen sehr hohen Wert von 10000 gesetzt, so dass die *Static-Shift*-Inversion erst bei späten Iterationen die Modelle beeinflusst. Die maximale Anzahl an Iterationen wurde in allen Fällen auf 150 gesetzt. In einigen Fällen wurde diese Zahl jedoch nicht erreicht, da schon früher keine verbesserte Datenanpassung mehr möglich war.

Zunächst wurde für alle Modellrechnungen als Startmodell ein 100  $\Omega\text{m}$ -Halbraum gewählt, um dem Inversionsalgorithmus alle Möglichkeiten der Modellanpassung zu geben. Um auch dem Einfluss des Meerwassers gerecht zu werden, wurde dieses in den Modellen mit berücksichtigt. Dazu wurde zunächst die Meerestiefe bestimmt und zwar jeweils in Verlängerung der Profile (vgl. Abb. 5.46). In der Abbildung 5.47 sind die entsprechenden Meerestiefen für die Profile dargestellt. Der Anfang der Kurven entspricht der jeweils letzten Station des Profils an der Küste. In den Modellen wurden die Meerestiefen durch Blöcke angenähert. Diese Bathymetrie wird in den Modellen als “fix” markiert. Als Maß dient der “Fix-Dämpfungs-Faktor”, der hier auf 100 gesetzt wurde. Das bedeutet, dass diese Regionen während der Modelliterationen nur wenig geändert werden. In Abbildung 5.47 spiegelt sich der Schelf-Bereich mit Meerestiefen von maximal 200 m wider und für die Profile 1–3 der relativ scharfe Abbruch zu großen Tiefen.

Die Gittergröße für die einzelnen Profile lag für die Modelle, die die Bathymetrie berücksichtigen, bei 149x82 für Profil 1, 153x82 bei Profil 2, 145x82 für Profil 3 und 127x82 für Profil 4. In vertikaler Richtung sind sowohl Blockanzahl als auch Blockhöhen immer identisch. Um die anomalen Felder abklingen zu lassen und keine Effekte des Modellrandes zu registrieren, wurden die Modellränder rechts und links in 25000 km Entfernung gesetzt, in vertikaler Richtung in ca. 100 km Tiefe. Die Blockgrößen betragen in horizontaler Richtung in der Nähe von Stationen ca. 1 km und dazwischen maximal 4 km. Zu den Modellrändern hin wachsen sie mit einem Faktor von maximal zwei an. In vertikaler Richtung liegt die Dicke der obersten Schicht bei 15 m und wächst darunter stetig an. Im Bereich des guten Leiters wurde die Blockdicke auf 1 km begrenzt, d. h. sie wächst erst ab ca. 35 km Tiefe weiter an. TE- und TM-Mode wurden immer gleichzeitig invertiert.

In Abbildung 5.48 sind exemplarisch für Profil 1 Modellierungsergebnisse dargestellt, die den Unterschied zwischen Inversionen mit und ohne Berücksichtigung von *static*

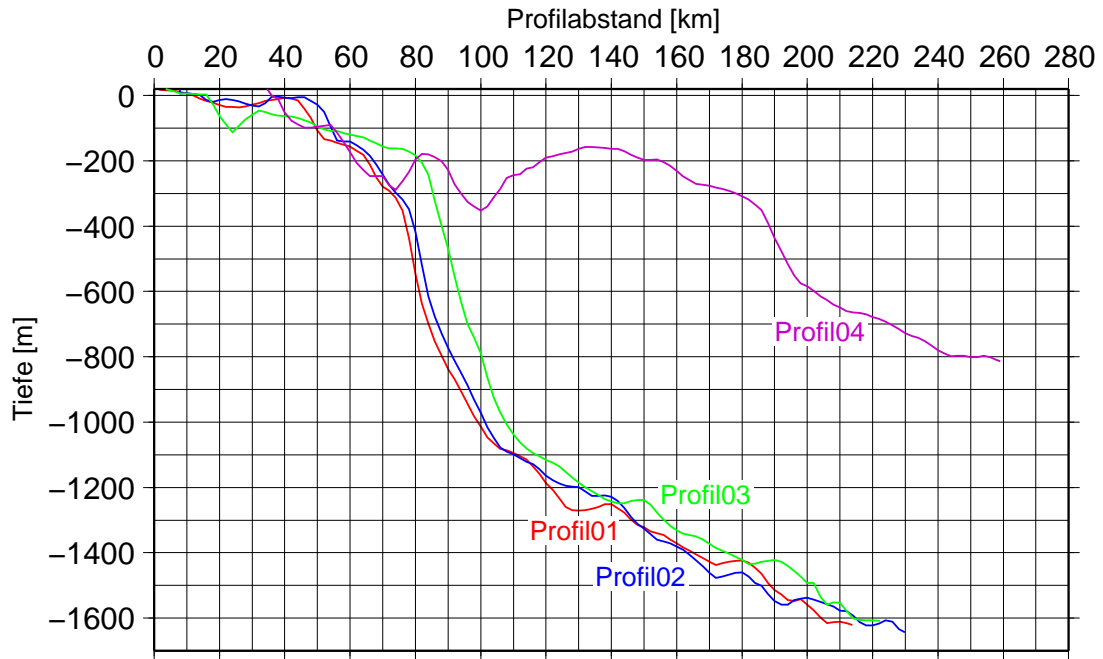


Abbildung 5.47: Meerestiefen in Verlängerung der Profile 1–4 nach Abb. 5.46.

*shift* und Meerwasser zeigen. Bei diesen Modellen wurden keine zusätzlichen horizontalen Glättungsparameter hinzugefügt. Den drastischsten Unterschied erkennt man zwischen den beiden Modellen unten und dem oberen Modell, bei dem der *static shift* unberücksichtigt blieb. Hier führt das unterschiedliche Niveau der  $\rho_a$ -Kurven zu verzerrten Tiefenlagen und Widerständen im Modell. Dagegen ist die Differenz zwischen den Modellen mit (links) und ohne Meerwasser (rechts) zwar vorhanden, aber relativ gering. In allen nachfolgend beschriebenen Modellen wurde die Bathymetrie berücksichtigt und es wurden dabei sowohl die TE- und TM-Mode als auch der *static shift* gemeinsam invertiert.

Der Einfluss der Glättungsparameter  $\alpha_{\text{Mod}}$  und  $\beta_{\text{Mod}}$  soll an Profil 3 demonstriert werden, da dieses am wenigsten von dreidimensionalen Strukturen beeinflusst zu sein scheint. Ohne die genannten Parameter ist das Modell sehr rau und es überwiegt die vertikale Glättung (Abb. 5.49, oben). Es ergeben sich mehrere einzelne voneinander getrennte Strukturen. Werden jetzt  $\alpha_{\text{Mod}}$  (Abb. 5.49, Mitte) oder  $\beta_{\text{Mod}}$  (Abb. 5.49, unten) erhöht, ergeben sich horizontal glattere Strukturen, wobei sich allerdings die Datenanpassung etwas verschlechtert. Diese ist durch den RMS in den einzelnen Modellen wiedergegeben. Diese Tests wurden für alle Profile durchgeführt. Die Resultate sind in hohem Maß vom Datenmaterial abhängig. Das bedeutet, die Glättung ( $\alpha_{\text{Mod}}$  oder  $\beta_{\text{Mod}}$ ) führte bei den verschiedenen Profilen zu unterschiedlichen Ergebnissen in der Glattheit der Modelle bzw. der Datenanpassung. So muss für jedes Profil separat der beste Glättungsparameter gefunden werden. Die nachfolgend als “Endmodelle” dargestellten 2D-Modelle wurden sowohl nach Glattheit des Modells als auch nach dem RMS gewählt. Als Kriterium sollten in den Modellen zum Einen keine Strukturen auftauchen, die nicht zur Dateninterpretation nötig sind (sogenannte Artefakte). An-



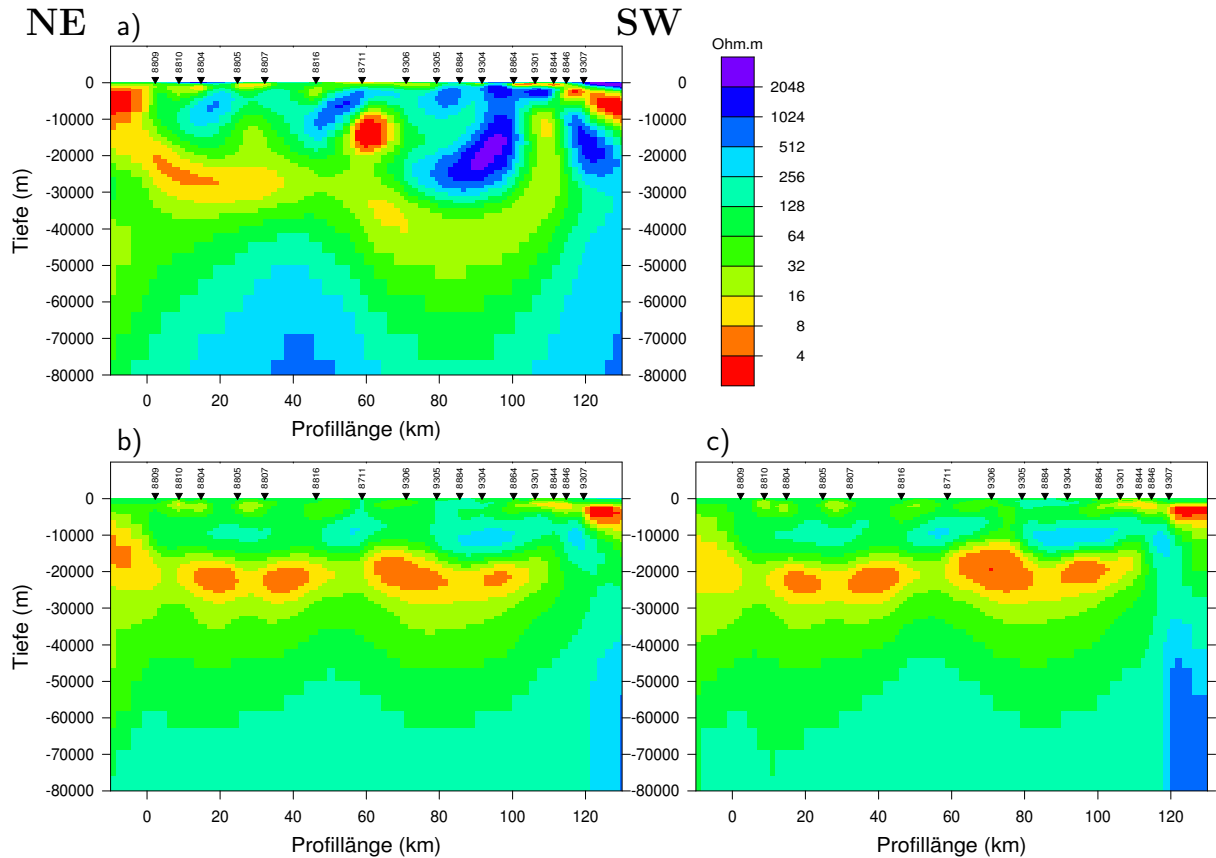


Abbildung 5.48: Vergleich verschiedener 2D-Modelle für Profil 1. a) ohne *Static-Shift*-Inversion, mit Bathymetrie. b) mit *Static-Shift*-Inversion, mit Bathymetrie. c) mit *Static-Shift*-Inversion, ohne Bathymetrie

dererseits sollen aber durch die Glättung nicht zu viele laterale Leitfähigkeitskontraste entfernt werden, was zu einer Verschlechterung der Datenanpassung führt.

In den Abbildungen 5.50 und 5.51 sind zunächst die jeweiligen Endmodelle für die Profile 1 bis 3 dargestellt.

Die Glättungsparameter betragen  $\beta_{\text{Mod}} = 1$  für Profil 1 und Profil 2 sowie  $\alpha_{\text{Mod}} = 4$  für Profil 3. Die auffallendste Struktur aller drei Profile ist eine gut leitende Zone, deren Oberkante zwischen 10 km und 18 km variiert. Der minimale Widerstand in diesem Leiter beträgt dabei 2–12  $\Omega\text{m}$  in einem umgebenden Medium von im Schnitt mehr als 50  $\Omega\text{m}$ . Dabei treten auch innerhalb der leitfähigen Zone Unterschiede im Widerstand auf. Bei allen Profilen endet dieser gute Leiter 30–40 km vor der Küste. Eine weitere Gemeinsamkeit ist das Ansteigen dieser leitfähigen Zone zur Inselmitte (NE) hin, wo demzufolge die geringsten Tiefen von 10 km zur deren Oberkante auftreten. Auch in geringeren Tiefen bis ca. 2 km erscheinen dünne Zonen erniedrigten Widerstandes. Besonders ausgeprägt sind diese bei Profil 2, allerdings ist die gut leitende Zone im mittleren bis südwestlichen Profiltail in 4–5 km Tiefe eher fragwürdig, da sie nicht von Messpunkten abgedeckt ist. Zwischen den beiden gut leitenden Bereichen liegt zwi-

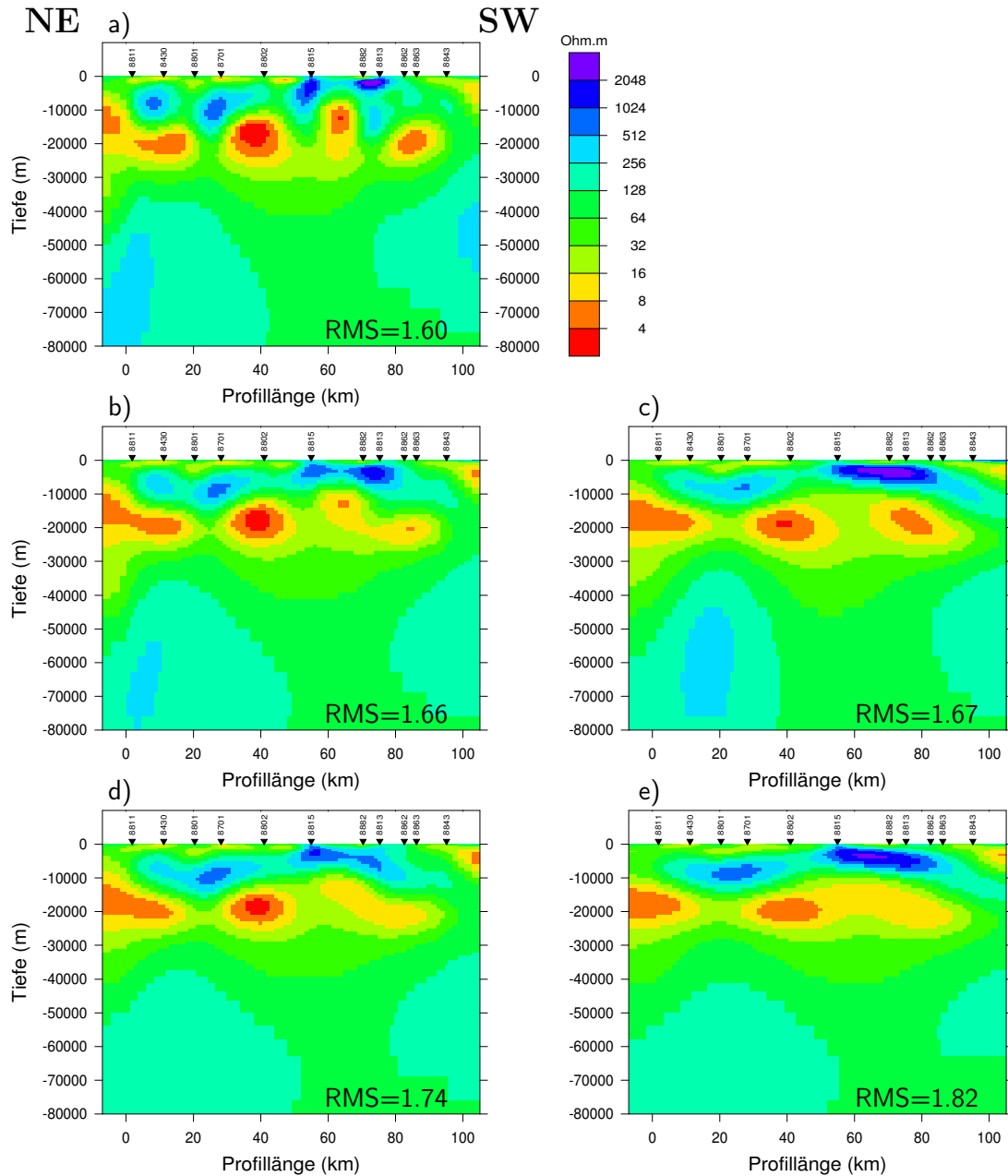


Abbildung 5.49: Verschiedene 2D-Modelle für Profil 3 in Abhängigkeit von der Glättung. a) ohne zusätzliche Glättung ( $\alpha_{Mod} = 1, \beta_{Mod} = 0$ ), b)  $\alpha_{Mod} = 2, \beta_{Mod} = 0$  c)  $\alpha_{Mod} = 4, \beta_{Mod} = 0$  d)  $\alpha_{Mod} = 1, \beta_{Mod} = 0.5$ , e)  $\alpha_{Mod} = 1, \beta_{Mod} = 1$

schen ca. 5 km und 10 km Tiefe ein Gebiet erhöhten Widerstandes, das besonders stark bei Profil 3 hervortritt. Unterhalb von ca. 30 km Tiefe steigt der Widerstand in allen Modellen wieder deutlich an. Die Unterkante des guten Leiters ist dabei weniger gut

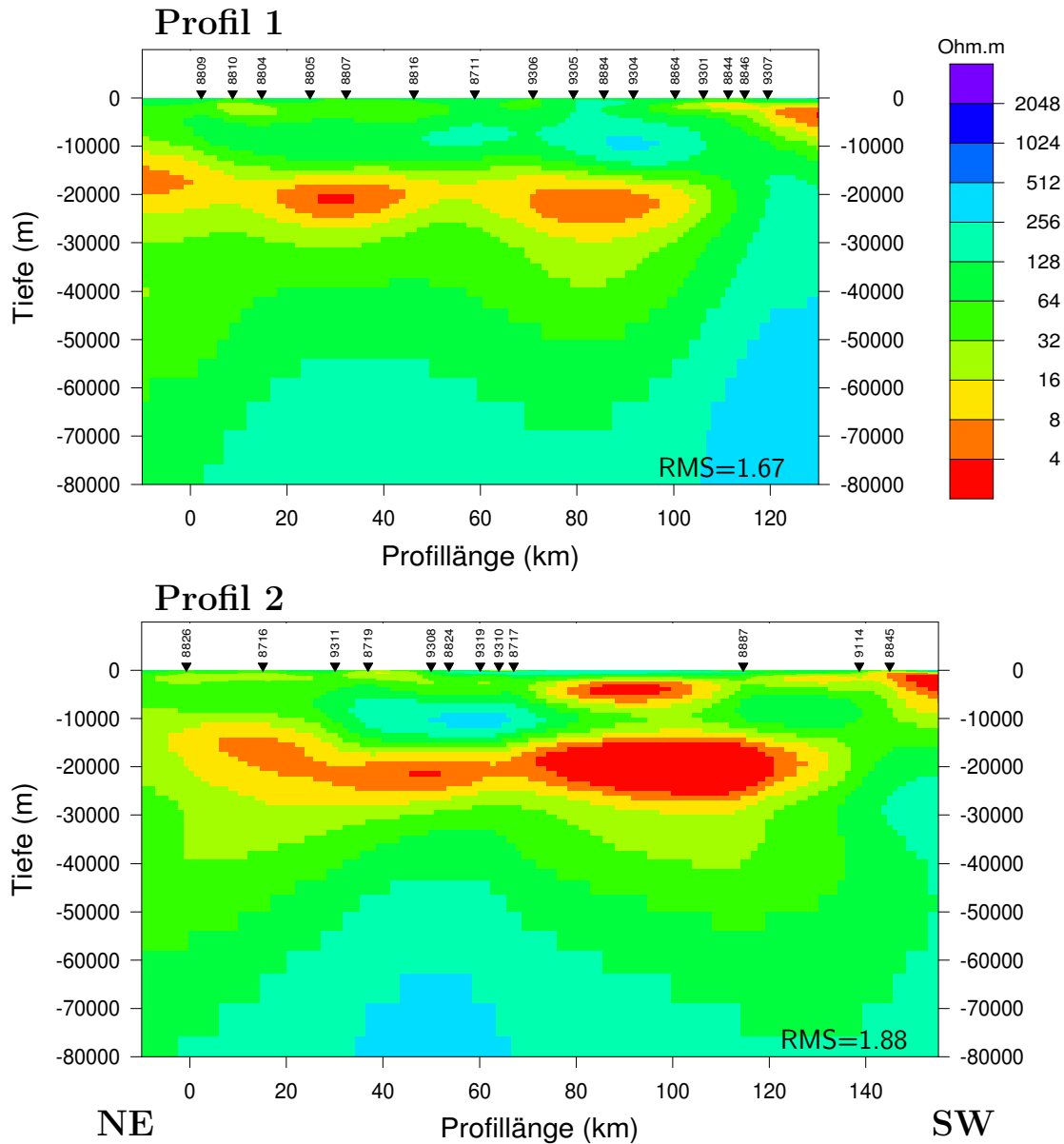


Abbildung 5.50: 2D-Endmodelle für Profil 1 und Profil 2.

bestimmt, da, wie zuvor ausgeführt, in der Magnetotellurik nur der Leitwert (Produkt aus Leitfähigkeit und Dicke der Schicht) eines guten Leiters gut bestimmt werden kann sowie dessen Oberkante. Das hat unter anderem zur Folge, dass z. B. in einem gewissen Rahmen auch die Dicke der gefundenen leitfähigen Zone verringert werden kann - bei gleichzeitiger Verringerung des Widerstandes.

Für Profil 4 ergeben sich bei Variation der Inversionsparameter für den küstennahen Bereich immer wieder verschiedenartige Modelle, deren Anpassung annähernd gleich gut ist. In diesem Gebiet sind die Daten zum einen dreidimensional und zum zweiten ist der Messpunkt Abstand mit 30–40 km sehr groß, so dass über den nordwestlichen

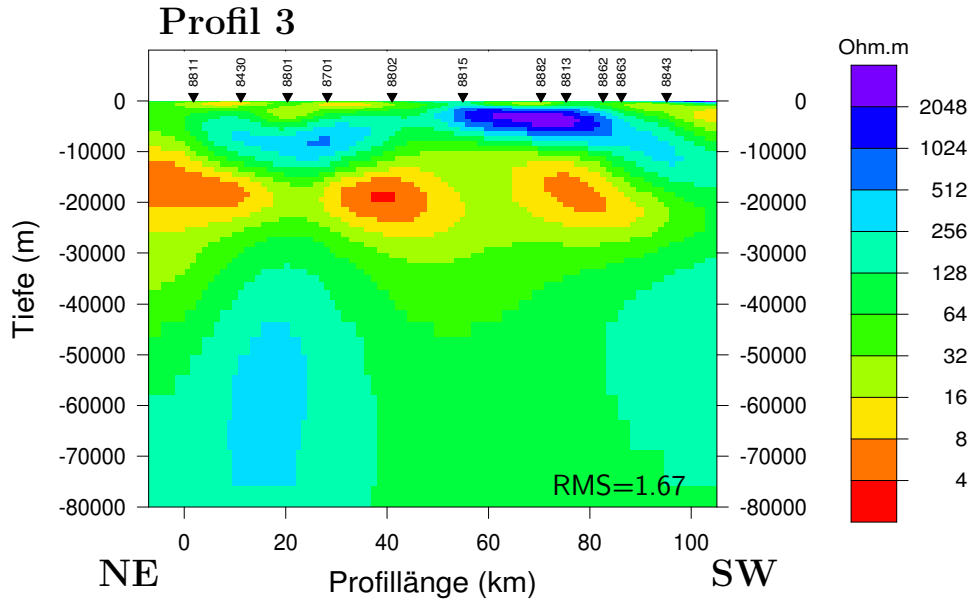


Abbildung 5.51: 2D-Endmodell für Profil 3.

Profilabschnitt keine genauen Aussagen getroffen werden können. Als Beispiele sind die Modelle mit  $\alpha_{\text{Mod}} = 2$  und  $\alpha_{\text{Mod}} = 4$  aufgeführt (Abb. 5.52). Für beide Modelle existiert wie bei den anderen Profilen ein guter Leiter mit einer Oberkante zwischen ca. 10 km und ca. 18 km Tiefe. Im ersten Fall (Abb. 5.52, oben) ist er nicht durchgehend und scheint an der Küste zu enden, während das zweite Modell in Abb. 5.52 (unten) einen Leiter annimmt, der lediglich zwischen den beiden nordwestlichsten Stationen unterbrochen ist. Beiden Modellen gemeinsam ist dagegen eine weitere dünne gut leitende Zone in ca. 1 km Tiefe im mittleren und südöstliche Profilverteil (ähnlich den anderen Profilen) und ein sehr resistiver Bereich zwischen diesen beiden guten Leitern.

Da die Zone verringerten Widerstandes im Untergrund eine unterschiedliche Mächtigkeit mit variierendem Widerstand zeigt, soll sie an dieser Stelle exemplarisch für einige Stationen durch ihren Leitwert charakterisiert werden. Dieser beträgt an Station 8884 auf Profil 1 (Profilkilometer 86) ca. 1700 S. An Station 8711 (Profilkilometer 59) dagegen nur 700 S. Auf Profil 2 besitzt der gute Leiter an Station 8887 (an Profilkilometer 115) mit weit mehr als 3000 S den höchsten Leitwert. Auf Profil 3 liegen die Werte zwischen 400 S und ca. 2000 S. An der mittleren Station auf Profil 4 (8419) beträgt der Leitwert knapp 3000 S. Diese Werte decken sich gut mit den in den 1D-Modellierungen ermittelten Leitwerten für die “dünnen Schichten” (vgl. Kap. 5.7).

Da der RMS keine Aussage darüber liefert, wie gut Widerstand und Phase an den einzelnen Messstationen durch die Modelle angepasst wurden, werden nachfolgend die Modellantworten der Endmodelle mit den gemessenen Daten verglichen. In den Abbildungen 5.53 bis 5.56 sind diese gemeinsam dargestellt. Die Stationen sind für die Profile 1–3 von NE nach SW und für Profil 4 von NW nach SE sortiert. Die Stationen in der Inselmitte befinden sich also für die Profile 1–3 immer oben links und die Küstenstationen unten rechts. Für Profil 4 ist es entsprechend umgekehrt. Dabei sind nur

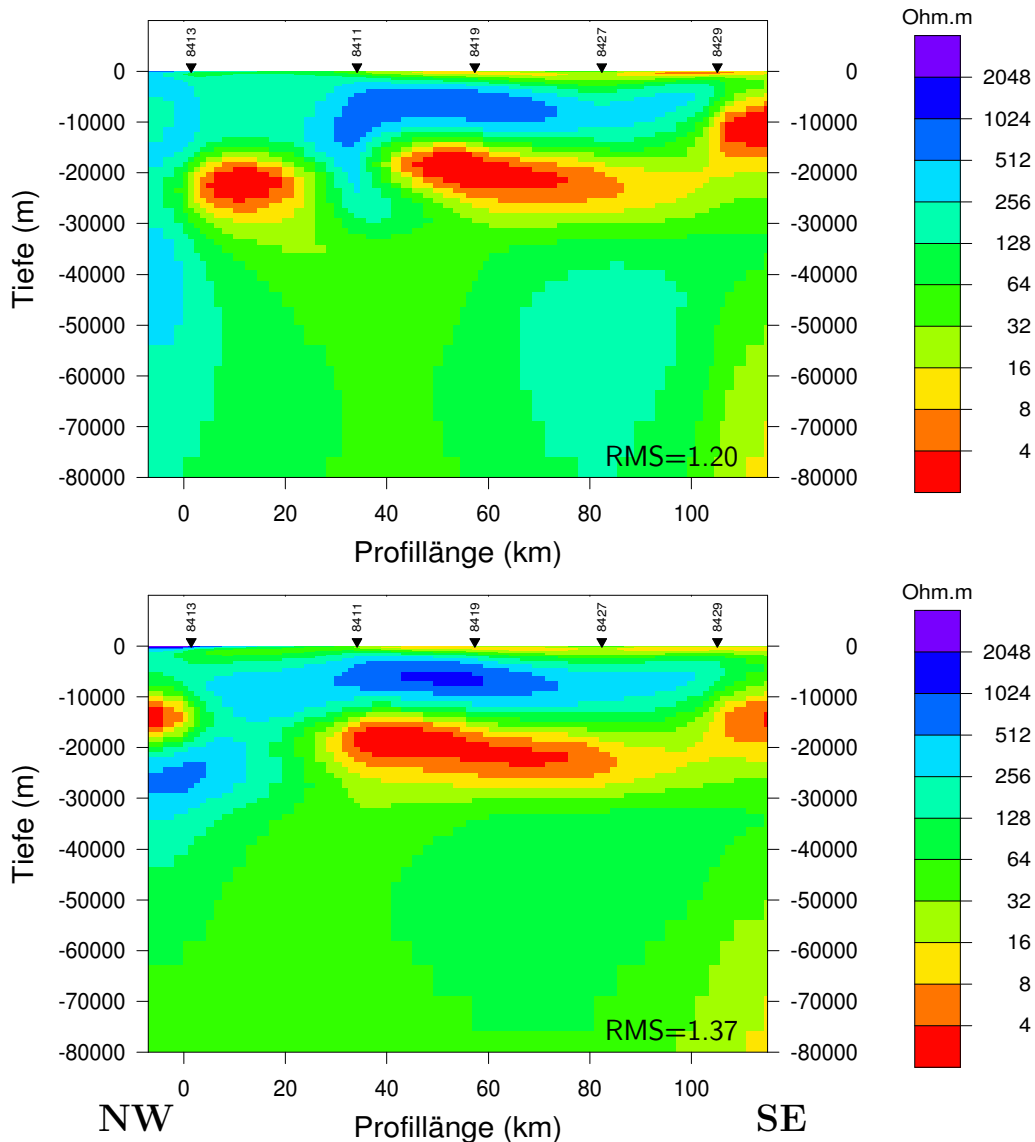


Abbildung 5.52: 2D-Modelle für Profil 4. Oben:  $\alpha_{\text{Mod}} = 2$ , unten:  $\alpha_{\text{Mod}} = 4$ . Für beide Modelle ist  $\beta_{\text{Mod}} = 0$ .

die Datenpunkte dargestellt, die auch in die Inversion einfließen.

Die Datenanpassung ist in allen Fällen sehr gut. Insgesamt wurde, bedingt durch die Wahl der Parameter, die Phase etwas besser modelliert. Insbesondere Bias-Effekte in den Widerstandskurven bei kurzen Perioden wurden so weniger berücksichtigt und entsprechend entstehen hier Abweichungen zwischen gemessenen und modellierten Daten (z. B. Station 8809 und 9301 in Profil 1). Die größten Differenzen zwischen Daten und Modellantworten innerhalb der Profile gibt es bei den küstennahen Stationen. Hier sind die Daten häufig durch 3D-Effekte beeinflusst. Für Profil 4 sind beide Modellantworten der Modelle aus Abb. 5.52 dargestellt. Unterschiede zwischen den Kurven sind kaum

5 Interpretation magnetotellurischer Daten

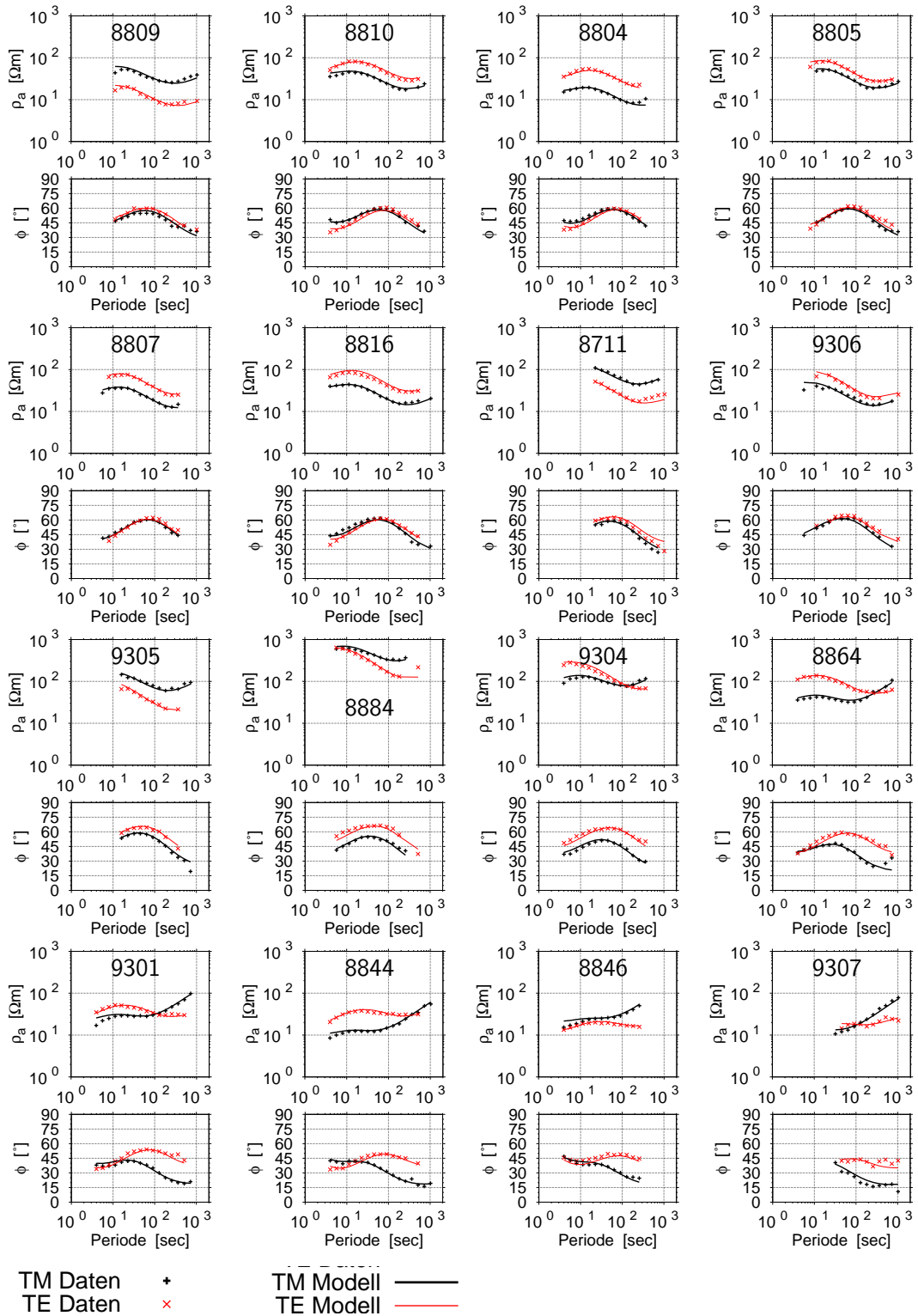


Abbildung 5.53: 2D-Datenanpassung für Profil 1, sortiert von NE (oben links) nach SW (unten rechts).

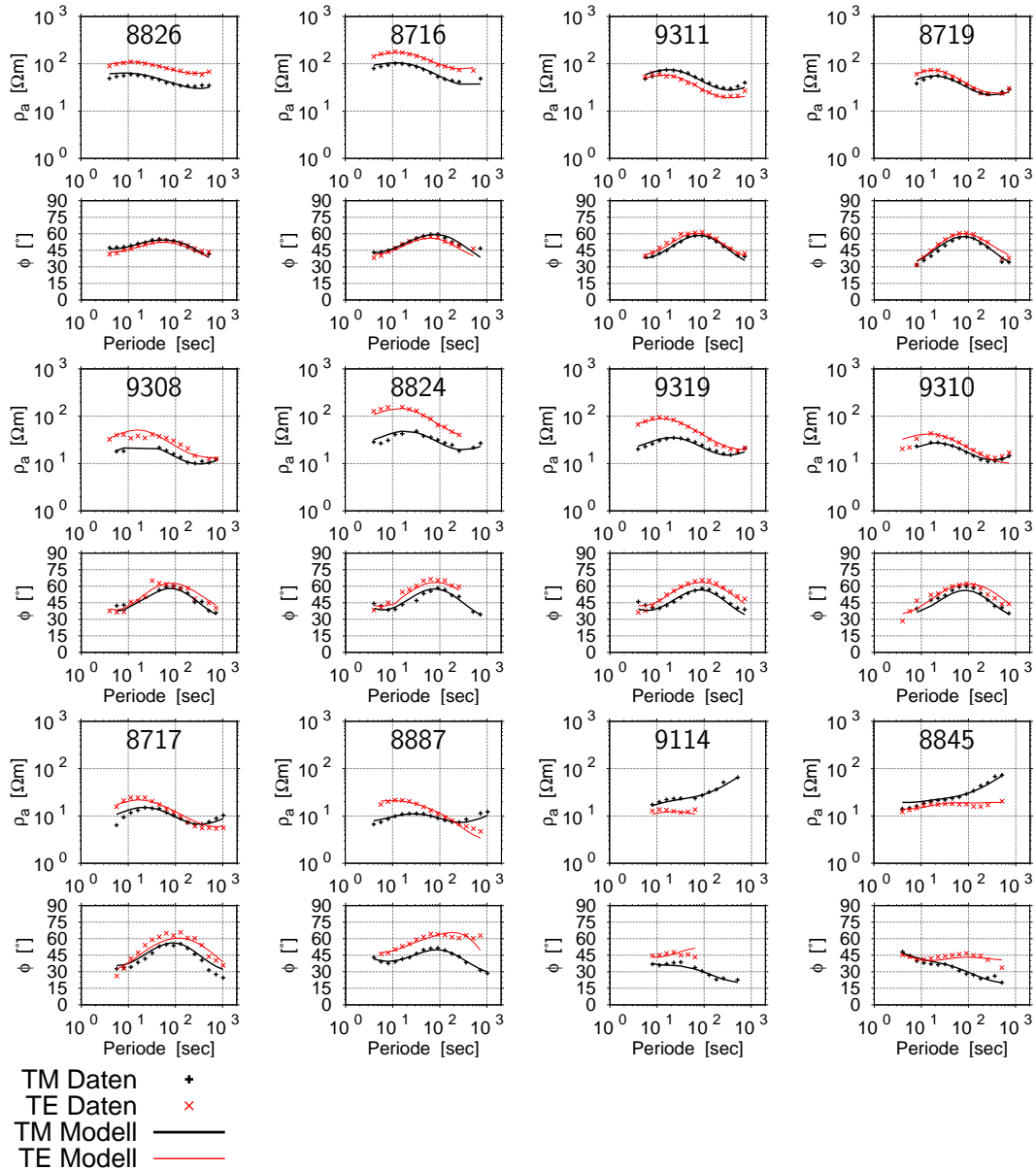


Abbildung 5.54: 2D-Datenanpassung für Profil 2, sortiert von NE (oben links) nach SW (unten rechts).

erkennbar. Dies führt zu dem schon zuvor beschriebenen Schluss, dass allein aus den 2D-Modellen zu den Strukturen keine endgültige Aussage getroffen werden kann.

Ein weiteres Maß für die Qualität der Modelle ist die Konvergenz der Datenanpassung. Zu deren Beurteilung sind in Abb. 5.57 die RMS-Fehler logarithmisch über der jeweiligen Iteration aufgetragen. Solche Darstellungen werden auch oft als L-Kurven bezeichnet, da sie im Idealfall eine L-Form annehmen, d. h. zu Anfang schnell absinken und dann möglichst gegen Null konvergieren. Die Konvergenz ist für alle hier dargestellten Modelle sehr gut. Aus den Kurven wird auch ersichtlich, dass eine Maximalanzahl

## 5 Interpretation magnetotellurischer Daten

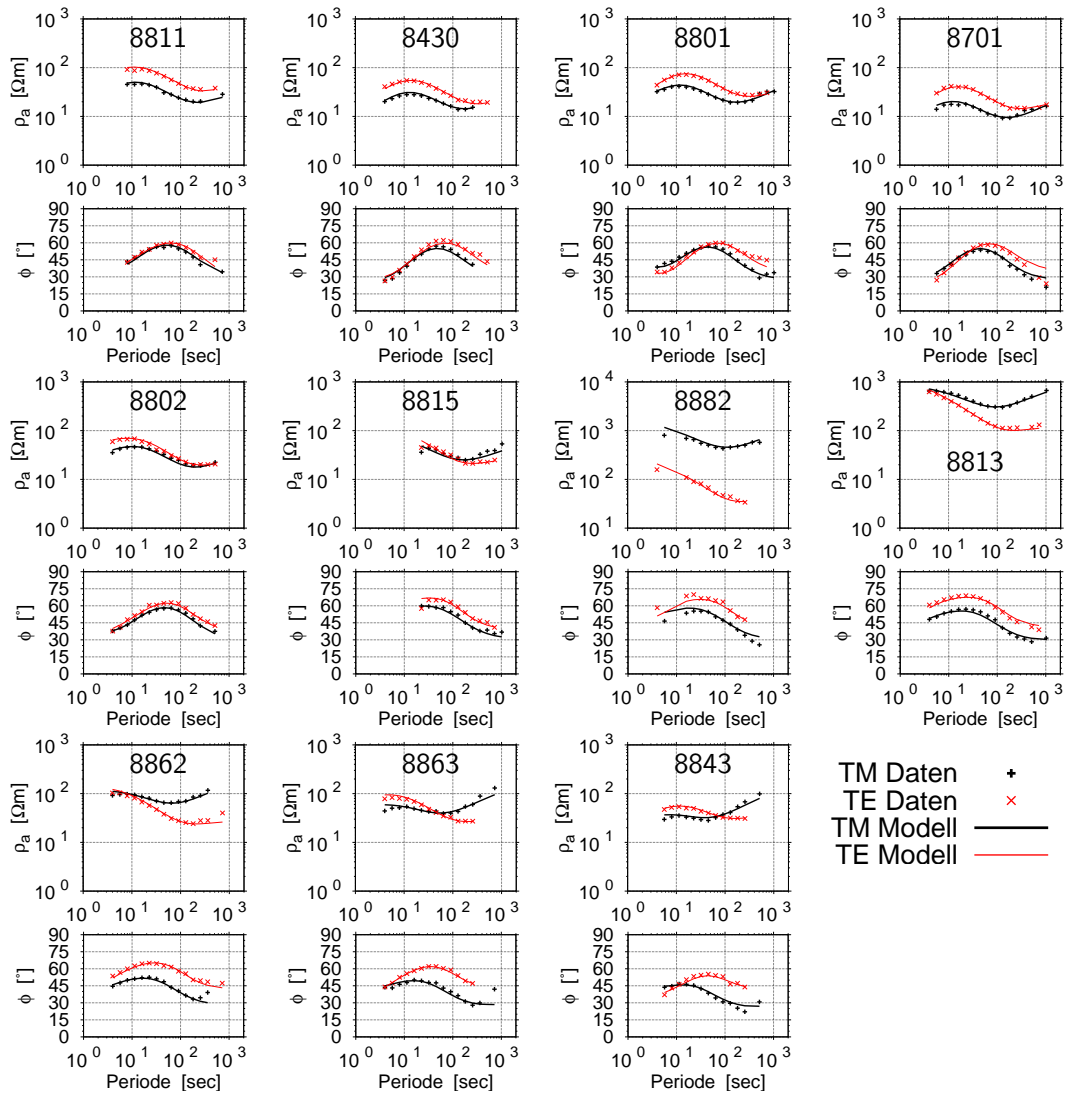


Abbildung 5.55: 2D-Datenanpassung für Profil 3, sortiert von NE (oben links) nach SW (unten rechts).

von 150 Iterationen, wie sie für alle Modellläufe vorgegeben wurde, völlig ausreichend ist. Mit Ausnahme des Modelllaufs mit  $\alpha_{\text{Mod}} = 2$  für Profil 4 brechen die Inversionsversuche sogar früher ab, da keine weitere verbesserte Datenanpassung möglich war. Aber auch für die Modelle für Profil 4 sind die Verringerungen des RMS-Fehlers ab dem 80. Iterationsschritt nur noch marginal.

In den Modellen für die Profile 1–3 endet der gute Leiter im Untergrund einige Kilometer vor der Küste. Nun soll überprüft werden, ob und wie gut dieser laterale Leitfähigkeitskontrast durch die gemessenen Daten aufgelöst wird. Im ersten Versuch wurde dazu als Startmodell ein geschichteter Raum vorgegeben. Im gesamten Modell wurde in einer Tiefe von 18–22 km eine gut leitende Zone mit  $3 \Omega\text{m}$  in einer  $100 \Omega\text{m}$ -Umgebung vorgegeben. Die Resultate ähnelten denen für das Halbraum-Startmodell, wobei die



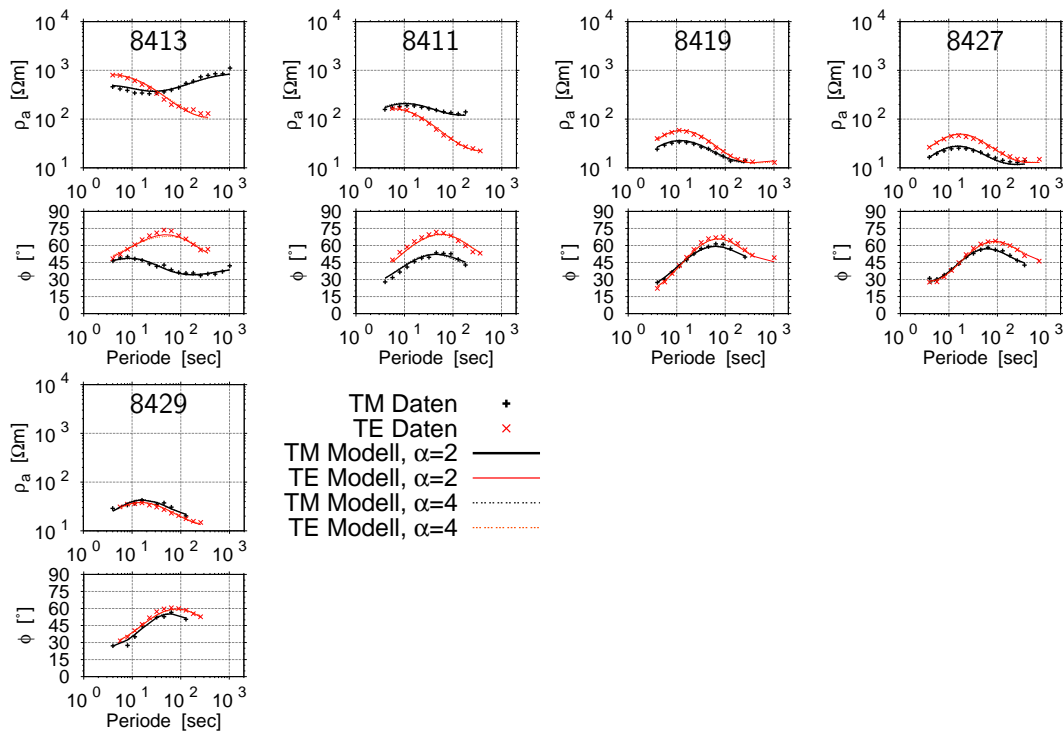


Abbildung 5.56: 2D-Datenanpassungen für zwei Modelle für Profil 4, sortiert von NW (oben links) nach SE (unten rechts).

Leitfähigkeitskontraste innerhalb des guten Leiters sowie die Tiefenvariationen weniger gut wiedergegeben wurden und der RMS-Fehler entsprechend höher war. Der gute Leiter endete jedoch immer an nahezu den gleichen Positionen. In einem zweiten Versuch wurden die Endmodelle der Profile 1–3 (vgl. Abb. 5.50 und 5.51) dahingehend modifiziert, dass die gut leitende Zone nach SW hin verlängert wurde und zwar zunächst bis unter die jeweils südwestlichste Station. Für diese Modelle wurden die Modellantworten berechnet, d. h. es wurden keine Inversionsschritte berechnet sondern lediglich eine Vorwärtsrechnung ausgeführt. In Abb. 5.58 ist das beschriebene Modell exemplarisch für Profil 1 dargestellt. Die verlängerte Zone besitzt einen Widerstand von  $12 \Omega\text{m}$  und erstreckt sich über den Tiefenbereich 19–25 km. In einem weiteren Versuch wurde diese Zone bis zum rechten Modellrand hin verlängert. Diese Tests wurden ähnlich für die Profile 2 und 3 durchgeführt. Auch hier betrug der Widerstand  $12 \Omega\text{m}$  und die Tiefe lag bei Profil 2 bei 19–24 km und für Profil 3 bei 20–25 km. In den Abbildungen 5.59 bis 5.61 finden sich die jeweils südwestlichsten Stationen für die Profile 1–3, die von der hinzugefügten Struktur beeinflusst werden. Dargestellt sind hier lediglich die Phasen, da in einem Vorwärtsschritt keine *Static-Shift*-Faktoren berechnet werden, und die Widerstandswerte somit nicht direkt vergleichbar sind. Letzteres trifft auch auf die RMS-Fehler zu.

Insgesamt zeigt sich bei allen Profilen für den bis zum Modellrand ausgedehnten guten Leiter (hier als Modell b bezeichnet) eine große Differenz in der TM-Mode (blaue

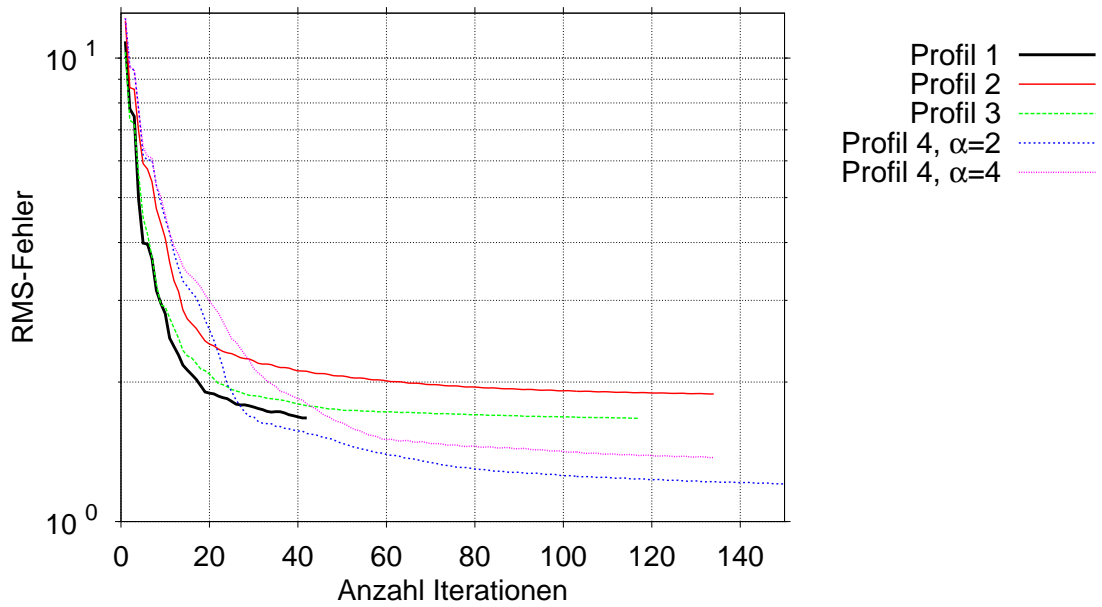


Abbildung 5.57: RMS-Fehler für die Endmodelle der Profile 1–3 in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationen (L-Kurven).

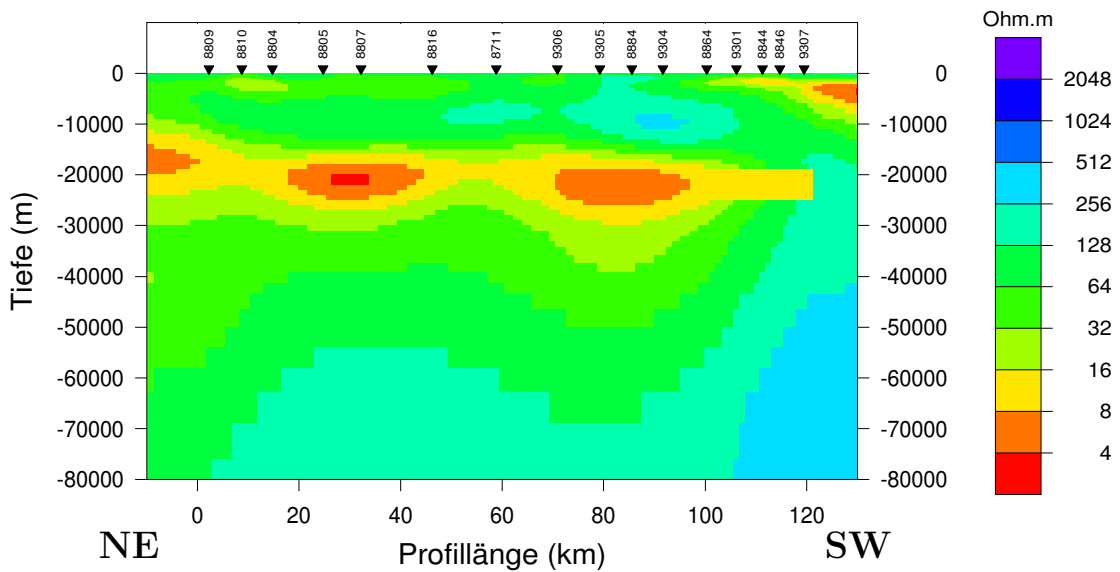


Abbildung 5.58: 2D-Endmodell für Profil 1 mit verlängertem guten Leiter.

Kurve) zu den vorherigen Sondierungskurven und zu den gemessenen Daten. Die Abweichungen sind für die südwestlichsten Stationen beträchtlich und betragen bis zu  $10^\circ$ . Dagegen sind die Abweichungen in der TM-Mode für das Modell mit dem nur etwas verlängerten guten Leiter (Modell a) sehr gering. Bei Profil 1 und Profil 2 beträgt die

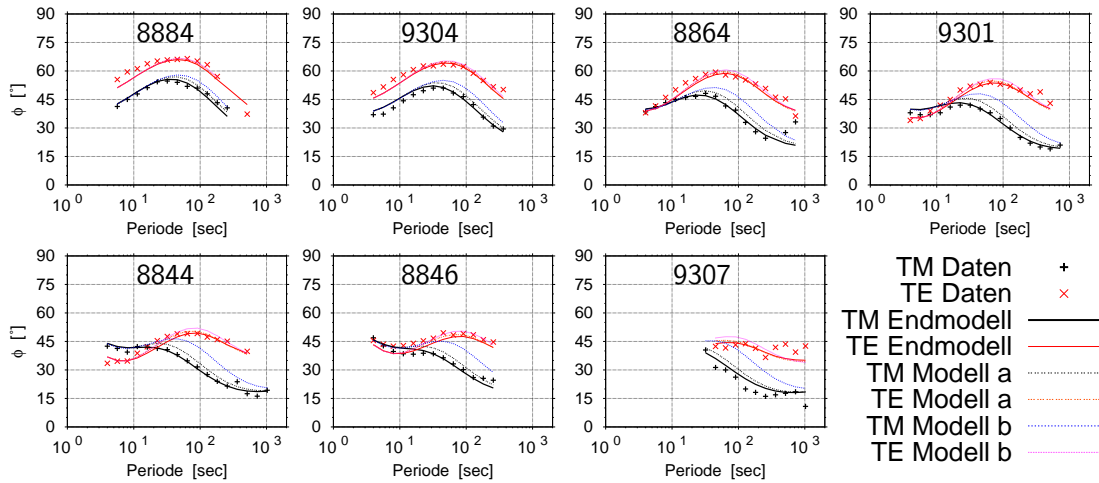


Abbildung 5.59: Datenanpassung für Profil 1. Modell a: etwas verlängerter guter Leiter, Modell b: guter Leiter bis zum Modellrand verlängert. Stationen sortiert von NE (oben links) nach SW (unten rechts).

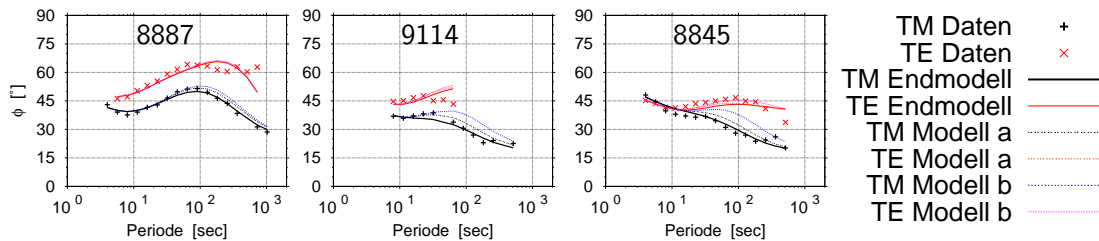


Abbildung 5.60: Datenanpassung für Profil 2. Modell a: etwas verlängerter guter Leiter, Modell b: guter Leiter bis zum Modellrand verlängert. Stationen sortiert von NE (links) nach SW (rechts).

Abweichung zu den Kurven des Endmodells maximal ca.  $3^\circ$  (Station 9301 bzw. Station 9114). Bei Profil 3 sind diese Abweichungen kleiner als  $1^\circ$ . In diesem Fall ist allerdings auch die Erweiterung des guten Leiters sehr gering, da sich dieser schon im Endmodell fast bis zum Profilende erstreckt. Die TE-Mode ist von den Änderungen des Modells weit weniger betroffen. Es zeigen sich maximale Abweichungen von  $2^\circ$ . Aus der gemeinsamen Betrachtung aller 2D-Modelle lässt sich schlussfolgern, dass die Begrenzung des Krustenleiters im Süden gut bestimmt werden kann. Insbesondere entlang der Profile 1 und 2 endet er deutlich vor der Südküste.

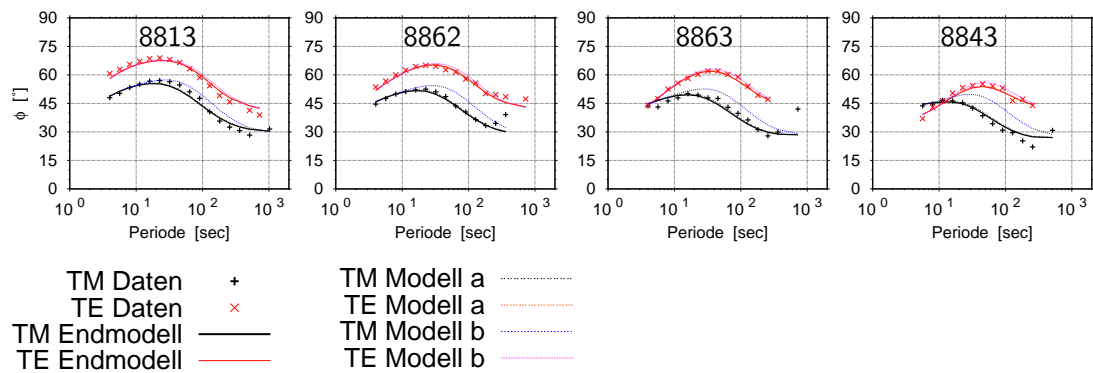


Abbildung 5.61: 2D-Datenanpassung für Profil 3. Modell a: etwas verlängerter guter Leiter, Modell b: guter Leiter bis zum Modellrand verlängert. Stationen sortiert von NE (links) nach SW (rechts).

# 6 Diskussion

## 6.1 Diskussion der 3D-Modelle des IPDP

Alle Plumemodelle führen, verglichen mit dem normalen Mantel, zu verringerten Widerständen in Tiefen, die zwischen 20 und 140 km variieren. Diese Zone geringeren Widerstandes hängt sowohl von der Plumeüberschusstemperatur  $\Delta T_P$  als auch vom Schmelzgehalt des Gesteins bzw. dem Schwellwert für den Schmelzentzug  $\varphi_{ex}$  ab.

Für die Modelle mit  $\varphi_{ex} = 0.1$  und  $\varphi_{ex} = 1$  überwiegt der Effekt des Rückens. Hier sind nur geringe Unterschiede in den Übertragungsfunktionen der entsprechenden Modelle mit und ohne Plume sichtbar (Abb. 4.12). Bei Feldmessungen würden solch geringe Abweichungen wahrscheinlich innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Diese Unterschiede verringern sich noch weiter, wenn die Verarmung des Gesteins infolge des Aufschmelzens berücksichtigt würde (vgl. Abb. 4.7), da sich durch die Verarmung die Leitfähigkeit des übrigbleibenden Gesteins verringert und so die resultierende effektive Leitfähigkeit im Plume merkbar herabsetzt.

Betrachtet man die Modelle für  $\varphi_{ex} = 3$  so ändert sich die Situation. Die Abweichungen zwischen Rücken- und Plumesignal werden größer (Abb. 4.12) und erreichen messbare Unterschiede. Die Verringerung der Leitfähigkeit durch die Verarmung des Mantelgesteins ist vernachlässigbar, da die Schmelzmenge ausreichend ist, um hohe effektive Leitfähigkeiten zu produzieren. Hier lässt sich demnach aus dem signifikanten Abfall der scheinbaren Widerstände für Perioden ab 100 s und dem entsprechenden Phasenverlauf bis 1000 s (siehe Abb. 4.11 und 4.12) auf die Existenz eines Plumes schließen.

Die Modelle, die hier gezeigt werden, basieren auf maximalen Parameterkontrasten zwischen den verschiedenen Bereichen des Mantels. In der Natur erwartet man aber eher Gradienten anstelle von scharfen Übergängen zwischen verschiedenen Leitfähigkeiten. Desweiteren verringern gut leitfähige Schichten in der Kruste oder dem oberen Mantel die Eindringtiefe der elektromagnetischen Wellen und führen somit zu einer schlechteren Auflösung für die darunter liegenden Bereiche. Eine Berücksichtigung eines guten Leiters in der Kruste beispielsweise ändert die Form der Sondierungskurven stark (vgl. Abb. 4.13). Hier dominiert der Einfluss des Krustenleiters, und das schwächere Signal des Plumes ist in MT-Messungen kaum noch identifizierbar.

Die geodynamischen Modelle und die aus ihnen berechneten synthetischen Daten für MT und Seismik sowie die seismischen Registrierungen lassen folgende zusammenfassende Schlussfolgerungen zu (Kreutzmann et al., 2004; Ruedas et al., 2004):

- Die geeignete Plumeüberschusstemperatur  $\Delta T_P$  in 200 km Tiefe ist 135 K.
- Der passende Schwellwert für den Schmelzentzug  $\varphi_{ex}$  liegt bei 1 %.

Diese Werte erklären die Krustendicken von Island und des normalen Rückens sowie seismische Beobachtungsdaten des Plumekopfes auf Island (Ruedas et al., 2004). Ein Anstieg von  $\Delta T_P$  auf 220 K erfordert höhere  $\varphi_{ex}$  (3 %), um vernünftige Krustendicken über der Plumeregion zu erhalten, jedoch wird in diesem Fall keine normale ozeanische Kruste erzeugt. Niedrigere  $\Delta T_P$  und  $\varphi_{ex}$  ergeben Modelle, die die seismischen Daten

des Plume Kopfes nicht erklären. Andererseits erklärt die mittlere Plumeüberschusstemperatur von 135 K nicht die seismischen Plumestammdaten.

- Wenn der Plume nur 1 % Schmelze enthält, kann das Plumesignal für diesen speziellen Fall der Plume-Rücken-Wechselwirkung in den MT-Übertragungsfunktionen nicht aufgelöst werden. Erst wenn der Schwellwert für die Schmelzextraktion  $\varphi_{\text{ex}}$  mindestens 3 % erreicht, ist ein signifikanter Einfluss des Plumes messbar.
- Das Vorhandensein eines (ausgedehnten) guten Krustenleiters verringert die Chancen, den Plume mittels MT zu detektieren, rapide. Das Plumesignal ist in den Modellen in keinem der betrachteten Parameter mehr messbar.

Der Krustenleiter in den Modellen besitzt einen Leitwert von 500 S. Dieser Wert ergibt sich als Mittel aus den gemessenen Daten. Jedoch zeigen auch zahlreiche Messstationen deutlich höhere Leitwerte von 2000 S und darüber. Dadurch würden die Chancen, den Plume zu detektieren weiter herabgesetzt. Weitere Bereiche, die sich nicht als Messpunkte eignen, wären diejenigen, die bereits für kurze Periodenwerte starke 3D-Effekte erkennen lassen. Die entsprechenden 3D-Strukturen erschweren eine Interpretation für tieferliegende Schichten erheblich.

Dennoch zeigten sich in ersten langperiodischen MT-Messungen Hinweise auf einen weiteren guten Leiter in größeren Tiefen (vgl. Haak & Damaske (1980); König (1999); Salat (2002)). Sollte sich diese Vermutung in weiteren Messungen bestätigen, könnten daraus Rückschlüsse auf den Schmelzgehalt und die laterale Ausdehnung dieser Leitfähigkeitsstruktur gezogen werden. Der Schmelzanteil müsste dann über dem in den geodynamischen Modellierungen von Ruedas et al. (2004) liegen.

Um die Chancen, den Plume in MT-Messungen zu registrieren, zu maximieren, sollten demzufolge Gebiete ausgewählt werden, in denen kein guter Krustenleiter vorhanden ist oder dieser möglichst geringe Leitwerte besitzt. Als zweites Kriterium sollte diese Gebieten möglichst eindimensionale Untergrundstrukturen aufweisen. Ob und wo sich solche Gebiete auf Island befinden, wird im nachfolgenden Abschnitt diskutiert.

## 6.2 Vergleiche zwischen 3D-Modellen und Daten

Da die Modelle aus dem IPDP in erster Linie Studien sind, um die Detektierbarkeit eines möglichen Plumes unter Island zu untersuchen, sind sie nur bedingt geeignet, die gemessenen Daten zu erklären. Dies liegt an der deutlich geringeren räumlichen Auflösung und der geringeren Frequenzauflösung der Modelle. Trotz dieser Umstände sollen nachfolgend einige grundlegende Überlegungen und Vergleiche angestellt werden. Dazu werden sowohl die Sondierungskurven als auch die Invarianten nach Weaver et al. (2000) und die Phasensensoren nach Caldwell et al. (2004) herangezogen.

Bei den Sondierungskurven beschränkt sich der Vergleich auf die Inselmitte. Hier liegen sowohl in den Modellen als auch bei den gemessenen Daten annähernd 1D-Verhältnisse vor. Ein Vergleich zwischen der Station 8828 (vgl. Abb. 5.2 rechts oben) und den in Abb. 4.11, 4.12 und 4.13 dargestellten Sondierungskurven für verschiedene Modelle macht deutlich, dass lediglich die Modelle mit dem Krustenleiter die gemessenen Daten annähernd erklären können. Nur in diesen Modellen besitzt  $\rho_a$  ein Minimum um  $T \approx$

100 s und eine Phase die von erhöhten Werten auf ca.  $45^\circ$  abfällt. Allerdings stimmen die Werte für  $\rho_a$  bei den kurzen Perioden nicht überein, da der Widerstand für die obersten Schichten in den Modellen mit  $1000 \Omega\text{m}$  anscheinend zu hoch angesetzt ist.

Die aus den gemessenen Daten berechneten Invarianten und Phasentensoren werden exemplarisch mit denen der Modelle DPRM sowie 135-1CC\_I und 135-1CC verglichen. Für  $I_1$  und  $I_2$  deutet die Größe der Werte bei Perioden  $<100$  s (Abb. 5.4 und 5.6) wiederum auf eines der Modelle mit Krustenleiter hin (Abb. A.9, A.10, A.17 und A.18) - beim DPRM sind die Werte zu hoch (Abb. 4.14 und 4.15). Die zu längeren Perioden hin beobachtete Absenkung der Werte (Abb. 5.5 und 5.7) ist dagegen bei allen Modellen erkennbar.

Bei  $I_3$  und  $I_4$  sowie  $I_5$  und  $I_6$  werden kaum Gemeinsamkeiten zwischen den Modellen und den gemessenen Daten gefunden. Diese Invarianten werden insbesondere bei den kürzeren Perioden von (kleinräumigen) Strukturen dominiert, die nicht in den Modellen berücksichtigt wurden. Jedoch lässt sich die Aussage aus den Modellen, dass die Werte für  $I_3$  und  $I_4$  entlang der Küsten deutlich erhöht sind, auch in den Daten wiederfinden. Dies wird besonders an der Süd- und Südwestküste bei längeren Perioden sichtbar.

Die (kleinräumigen) Anomalien bei  $I_7$  für alle Periodenbereiche lassen sich ebenfalls nicht durch die Modelle beschreiben. Auf der anderen Seite findet sich allerdings auch keine derart starke Anomalie auf der Halbinsel, wie sie in Modell 135-1CC\_I berechnet wurde (Abb. A.23).

Für den Vergleich der Phasentensorelemente  $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$  werden die Abbildungen (Abb. 5.30 bis 5.33) für die Daten und die Modell-Darstellungen 4.23, 4.24 und A.27 bis A.30 herangezogen. In allen Modellen ist  $\beta$  auf dem Großteil der Insel  $\approx 0$ . Die eher kleinräumigen Abweichungen in den aus den Daten abgeleiteten Parametern können aus den Modellen nicht rekonstruiert werden.

Für die Daten sind  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  im Bereich der Inselmitte bei 63 s gegenüber den benachbarten Periodenwerten sichtbar erhöht, was auf einen guten Krustenleiter hindeutet. Da die obersten Schichten in den Modellen wahrscheinlich einen höheren Widerstand haben, als aus den Daten berechnet wird, ist dieses Maximum bei den Modellen mit Krustenleiter zu kürzeren Perioden hin verschoben. Generell passen die Größenordnungen von  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  der Modelle mit Krustenleiter besser zu denen der Daten, als die des DPRM. Die Ausrichtung der Achsen senkrecht bzw. parallel zu den Küstenlinien (für Stationen bzw. Punkte in der Nähe der Küsten) findet sich in allen Modellen ebenso wie in den Daten.

## 6.3 Der Krustenleiter

Der Großteil der MT-Messungen auf Island zeigt deutliche Hinweise auf eine gut leitende Schicht in Tiefenbereichen zwischen 10 und 20 km. Diese zeigt sich in den Sondierungskurven der Nebendiagonalelemente des MT-Tensors durch ein Minimum in  $\rho_a$  sowie durch ein teilweise sehr ausgeprägtes Phasenmaximum. Dass dieser Krustenleiter sowohl in der Leitfähigkeit als auch in seiner Tiefenlage variiert, deutet sich durch die unterschiedliche Größe des Phasenmaximums, als auch durch dessen Lage bezüglich der Periodenachse an. Weitere Hinweise auf die daraus resultierende Mehrdimensionalität des Untergrundes zeigen sich sowohl in den Rotationsinvarianten nach Weaver et al.

(2000) als auch in den Invarianten des Phasentensors. Diese weisen übereinstimmend, insbesondere im südlichen Teil Islands, auf deutliche 3D-Effekte hin. Aber auch im nördlichen Inselbereich finden sich Hinweise auf Dreidimensionalität. Demgegenüber befinden sich im Inselzentrum hauptsächlich Daten mit überwiegend 1D-Charakter. Die Induktionsvektoren weisen ebenfalls auf geringe Leitfähigkeitsunterschiede im Inselzentrum hin.

1D- und 2D-Modellrechnungen bestätigten die Vermutung, dass Tiefe und Leitfähigkeit des Krustenleiters lateral variieren. Zudem ist die gut leitende Schicht entlang der Südküste nicht nachweisbar. Die Invarianten und Phasentensoren liefern ebenfalls Hinweise auf die Stärke der Leitfähigkeiten und die Tiefenlagen. In Abhängigkeit von der Dimensionalität des Untergrundes lassen sich aus  $I_1$  und  $I_2$  direkt Rückschlüsse über Leitfähigkeitsveränderungen im Untergrund ziehen. Bereiche in denen diese beiden Invarianten erhöht sind, deuten somit auf eine erhöhte Leitfähigkeit hin. Bei  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  werden insbesondere die hohen Phasenmaxima deutlich. Diese variieren in Stärke und Periodenbereich ihres Auftretens.

Die Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  sowie die Phasentensorelemente  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  zeigen eine hohe Korrelation mit den 2D-Modellen. Bereiche hoher Leitfähigkeit sind in den Profildarstellungen dieser Invarianten und Phasentensorelemente durch deutlich erhöhte Werte gekennzeichnet. Speziell bei den Profilen 1 und 2 ist z. B. der Abbruch des guten Leiters im Südwest-Bereich der Profile auch deutlich in  $I_1$  und  $I_2$  sowie  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  erkennbar.

Um die Tiefe des guten Leiters für die gesamte Insel abzuschätzen, wurden alle beschriebenen Parameter (Sondierungskurven, Invarianten, Phasentensoren, Modellierungsergebnisse) miteinander verglichen und zueinander in Relation gesetzt. Besonders verlässliche Ergebnisse zur Tiefe des Krustenleiters liefern die 2D-Modelle, da im Gegensatz zu den 1D-Modellen 2D-Effekte entlang der Profile berücksichtigt werden. Die dort verwendeten Stationen wurden daher als Referenzpunkte genutzt, um Tiefenlagen und Widerstände abzuschätzen. Die 1D-Modelle an den als eindimensional eingestuften Stationen liefern weitere gute Ergebnisse zur Tiefe der Oberkante des guten Leiters sowie zu den Leitwerten. Weiterhin wurden die 1D-Modelle der Berdichevski-Invarianten der übrigen Stationen zur Abschätzung hinzugezogen. Als zusätzliche Kriterien wurden die Invarianten und die Sondierungskurven hinsichtlich Phasenmaximum und Widerstandsminimum berücksichtigt. Dabei waren die zuvor beschriebenen Vergleiche zwischen den 1D-Modellen, 2D-Modellen und Invarianten bzw. Phasentensoren hilfreich.

Die Ergebnisse werden in Abb. 6.1 gezeigt. Stationen, an denen die Phasenaufspaltung sehr groß ist, die starke 3D-Einflüsse zeigen oder zu denen keine klare Aussage zum guten Leiter getroffen werden kann, bleiben in der Darstellung der Tiefenlage unberücksichtigt und sind grau markiert. In dieser Abbildung zeigen die Stationen einige klare räumliche Trennungen bzgl. der Tiefenlage des guten Leiters. Die geringsten Tiefen zeigen sich an der Westküste und im Nordosten im Bereich des Krafla-Vulkangebietes mit ca. 10 km. Die größten Tiefen zum guten Leiter befinden sich im nordwestlichen Zentralisland mit mehr als 20 km. In den übrigen Gebieten beträgt die Tiefe zwischen 12 und 18 km.

Gut zu erkennen ist auch die Zone, in der keine Hinweise auf das Vorhandensein eines guten Leiters gefunden wurden (violett markiert). Diese verläuft grob von Ost nach



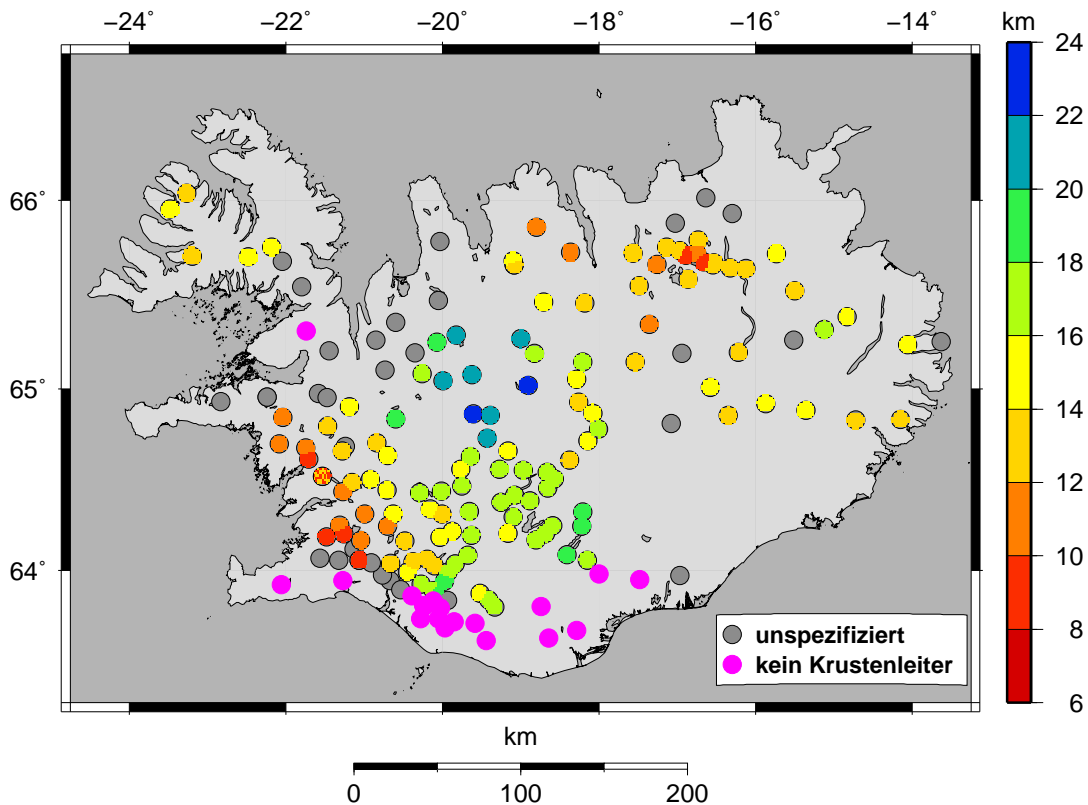


Abbildung 6.1: Darstellung der Tiefe des guten Krustenleiters unter Island. Die Stationen, an denen keine Hinweise auf einen Krustenleiter gefunden wurden sind violett markiert. Stationen, zu denen keine Aussage zum Vorhandensein des Leiters oder zu dessen Tiefenlage gemacht werden können, sind grau gekennzeichnet.

West in einem mehrere Kilometer breiten Streifen entlang der Südküste bis auf die Reykjanes-Halbinsel im Südwesten Islands.

Ein offensichtlicher Zusammenhang mit einem eventuell aufströmenden Mantelplume ist aus dieser Verteilung nicht erkennbar. Es liegt vielmehr die Vermutung nahe, dass die Tiefe der gut leitenden Schicht mit den Vulkansystemen bzw. einzelnen Bereichen teilweise geschmolzenen Gesteins gekoppelt ist. Beispiele hierfür sind das Gebiet um den Krafla, das sich deutlich durch geringe Tiefen hervorhebt. Auch das Gebiet um das Hengill-Vulkangebiet östlich der Reykjanes-Halbinsel weist relativ niedrige Tiefen des Leiters auf. Diese These wird von den 2D-Modellrechnungen gestützt, die keinen durchgängigen Leiter zeigen sondern einzelne Bereiche erhöhter Leitfähigkeit die miteinander verbunden sein können. Auch das eher ungeordnete Verhalten der Induktionsvektoren könnte so erklärt werden. Diese reagieren sensitiv auf die lateral variierenden Tiefenlagen und Leitfähigkeiten. Die Begrenzung des guten Leiters im Süden spiegelt sich in den Induktionsvektoren nicht direkt wider, da in diesem Bereich der Einfluss des Küsteneffekts auf die magnetischen Übertragungsfunktionen überwiegt.

Diese Abbildung ist unabhängig von der tatsächlichen Leitfähigkeit der Schicht. Wie

sich aus den 1D- und 2D-Modellrechnungen ergibt, variieren die Leitwerte des Krustenleiters zwischen ca. 300 S und mehr als 2000 S. Eine eher niedrige Leitfähigkeit weisen demnach die Gebiete entlang der Westküste sowie auf der nordwestlichen Halbinsel auf (vgl. Abb. 5.44). Die Gebiete mit besonders hoher Leitfähigkeit sind dagegen über die gesamte Insel verteilt. Ein besonders markantes zusammenhängendes Gebiet befindet sich südwestlich des Inselzentrums (vgl. Abb. 5.44, oben rechts und 5.50, unten). Dieses Gebiet befindet sich interessanterweise genau zwischen der Östlichen und der Westlichen Neovulkanen Zone.

Hieraus lassen sich Gebiete abschätzen in denen eine Chance besteht den Plume zu detektieren. Das Kriterium des nicht vorhandenen Krustenleiters wird lediglich an der Südküste erfüllt. Hier weisen die Daten mit zunehmender Periode zum Teil erhöhte 2D- und 3D-Effekte auf. Auch der Küsteneffekt nimmt zu langen Perioden hin zu, da durch die Erhöhung des Induktionsraumes mit längeren Perioden die größeren Meerestiefen jenseits des Schelfgebietes Einfluss auf die Daten ausüben. Die zuvor beschriebenen Gebiete im Westen und Nordwesten mit relativ geringer Leitfähigkeit haben zum Teil diesen Nachteil, jedoch ist der Schelfbereich, und damit der Bereich geringer Meerestiefen, hier deutlich ausgedehnter. Zudem ist es fraglich, ob auf der nordwestlichen Halbinsel Einflüsse des Plumes nachweisbar sind, da sich diese weit entfernt vom vermuteten Plumezentrum befindet. Über die Gebiete im Osten kann nicht viel ausgesagt werden, da dort die MT-Stationsdichte sehr gering ist.

# 7 Zusammenfassung

## 3D-Modelle zum Mantelplume

Um zu untersuchen, ob und unter welchen Umständen es möglich ist, einen Mantelplume unter Island mit der Methode der Magnetotellurik verlässlich zu detektieren, wurden verschiedene 3D-Vorwärtsmodelle für langperiodische MT-Daten analysiert. Der verwendete Periodenbereich lag bei 10–50000 s. Die Modelle berücksichtigten neben den tieferen Leitfähigkeitsstrukturen auch die Bathymetrie um Island. Insbesondere der flache Shelfbereich wurde näherungsweise modelliert. Strukturen, die die Erkennung des Mantelplumes in den MT-Übertragungsfunktionen erschweren können, sind zum einen gut leitende Zonen im Bereich der Kruste sowie der Küsteneffekt.

Geodynamische 3D-Modelle lieferten Temperatur- und Schmelzverteilungen, die in elektrische Leitfähigkeiten umgerechnet und in MT-Modelle eingebettet wurden. Zu weiteren Analyse wurden MT-Modelle ohne Plumeeffekte und solche, die zusätzlich eine gutleitende Zone im Krustenbereich enthalten, berechnet. So konnten in den betrachteten Modellantworten die einzelnen Strukturen besser zugeordnet werden. Als Vergleichsparameter dienten scheinbare spezifische Widerstände und Phasen sowie die räumliche Verteilung der Werte der Invarianten nach Weaver und der Phasentensoren. Bei allen Modellen war ein deutlicher Küsteneffekt sichtbar. In Abhängigkeit vom betrachteten Modell war dieser auf der Insel auch in 20–50 km Entfernung von der Küste deutlich in den verschiedenen Parametern erkennbar.

Die aus den Invarianten nach Weaver und den Phasentensoren bestimmte Dimensionalität der synthetischen Daten hing größtenteils ebenfalls mit dem Verlauf der Küsten und der Bathymetrie zusammen. Hier zeigten die Daten starke 2D- und 3D-Effekte, letztere erwartungsgemäß in den “Modellecken”.

Die verschiedenen Modellierungen machten deutlich, dass der Plume im geodynamische Referenzmodell mit maximal 1% Schmelzanteil nur sehr schlecht mit der MT aufgelöst werden kann. Ein weiteres Problem ist die relativ geringe laterale Ausdehnung des Bereichs hoher Leitfähigkeit. Insbesondere unter Berücksichtigung des Krustenleiters liegen die Effekte des Plumes im Bereich der Messfehler bei realen Daten. Erst bei 3% Schmelzanteil im Plume ergeben sich Charakteristiken in den Sondierungskurven, die eindeutig dem Plume zugeordnet werden können.

Diese Aussagen stellen auf der einen Seite klare Einschränkungen für künftige MT-Messungen dar. So sollten Gebiete ausgewählt werden, in denen die gut leitenden Krustenstrukturen möglichst schwach ausgeprägt sind. Auch sollten Messpunkte vermieden werden, die durch starke 3D-Effekte beeinflusst sind.

## Auswertung der Messdaten

Für diese Arbeit standen Datensätze von ca. 200 MT-Stationen zur Verfügung. Von diesen konnten für weiterführende Untersuchungen 179 verwendet werden, wobei von einigen Messpunkten keine Zeitreihen, sondern Impedanztensoren oder sogar nur Sondierungskurven vorlagen. Der verwendbare Periodenbereich der Messungen betrug in den meisten Fällen 4 s bis 1000 s. An 53 Stationen konnten zusätzlich magnetische Übertragungsfunktionen berechnet werden.

Um möglichst viele Informationen über die Leitfähigkeitsstrukturen des Untergrundes zu erhalten, wurden die Impedanztensoren auf verschiedene Weise analysiert. Die gemeinsame Betrachtung der Sondierungskurven (scheinbarer spezifischer Widerstand  $\rho_a$  und Phase  $\phi$ ), der Invarianten des MT-Tensors nach Weaver  $I_1$  bis  $I_7$  sowie  $I_0$  und der Phasentensoren ( $\phi_{min}$ ,  $\phi_{max}$  und  $\beta$ ) lieferte Hinweise auf die Leitfähigkeitsverteilung sowie auf die Dimensionalität des Untergrundes. So zeigen die Phasen an den meisten Stationen ein ausgeprägtes Maximum, was auf eine gut leitende Schicht schließen lässt. Im Inselzentrum besitzen die Daten 1D-Charakter und besonders an der Südküste existieren deutliche 3D-Effekte. In räumlich großen Bereichen erweisen sich die Daten als überwiegend zweidimensional, was in Phasenaufspaltungen sowie in den MT-Tensor-Invarianten und den Phasentensorelementen zum Ausdruck kommt. Nicht zu vernachlässigen ist zudem der an einigen Stationen sehr ausgeprägte *static shift*.

Die lokalen Streichrichtungen konnten unter Berücksichtigung der Form der Sondierungskurven, der Lage der Phasenmaxima und der Phasenaufspaltung zugeordnet werden. Diese variieren räumlich, zeigen jedoch auch Gebiete mit einheitlichem Verhalten. An den Küsten folgen sie größtenteils deren Verlauf.

Mittels 1D-Inversionen der Sondierungskurven der Berdichevsky-Invarianten und verschiedenen 2D-Inversionsmodellen für die Sondierungskurven von TE- und TM-Mode wurde die gut leitende Zone unter Island modelliert. Diese zeigt ausgeprägte laterale Änderungen. Es ergeben sich Leitwerte von ca. 300 S bis über 2000 S und variierende Tiefenlagen von ca. 8–25 km. Die niedrigsten Tiefen werden im Bereich des Krafla-Vulkangebietes erreicht und die größten Tiefenlagen im nordwestlichen Teil Zentralislands. Die höchsten Leitwerte werden z. B. südwestlich des Inselzentrums erreicht, während die niedrigsten Leitwerte entlang der Westküste gemessen werden. Aus den 2D-Modellen ergeben sich Hinweise, die darauf schließen lassen, dass diese Zone niedrigen Widerstands nicht durchgängig oder geschlossen sein muss, um die gemessenen Daten zu erklären. Der gute Leiter scheint weniger mit der Aufwölbung durch den vermuteten Mantelplume oder eine andere tiefer liegende Schmelzanomalie korreliert zu sein. Die lateralen und vertikalen Variationen lassen eher auf einen Zusammenhang mit den Vulkansystemen auf Island schließen. Darauf deuten auch die Induktionsvektoren hin, die lateral betrachtet stark variieren.

Ein weiteres Ergebnis ist das Fehlen dieses Krustenleiters in einem mindestens 20 km breiten Streifen entlang der Südküste. Der Abbruch der gut leitenden Struktur zeigt sich in mehreren der untersuchten Parameter und Modelle. Am deutlichsten tritt er in den 2D-Inversionsmodellen hervor. Hier wurde die Begrenzung des guten Leiters durch weitere Tests hinsichtlich der Sensitivität der Sondierungskurven überprüft und bestätigt. Auch die 1D-Modelle zeigen in ihrer räumlichen Darstellung klare Hinweise auf diesen Leitfähigkeitskontrast. Ebenso tritt er in den Phasentensorelementen  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  sowie in den den ersten beiden MT-Invarianten klar hervor. Die Tiefenlage des guten Leiters wurde in einer Kartendarstellung (Abb. 6.1) zusammengefasst.

# A Abbildungen weiterer Modelldaten

## A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

## A Abbildungen weiterer Modelldaten

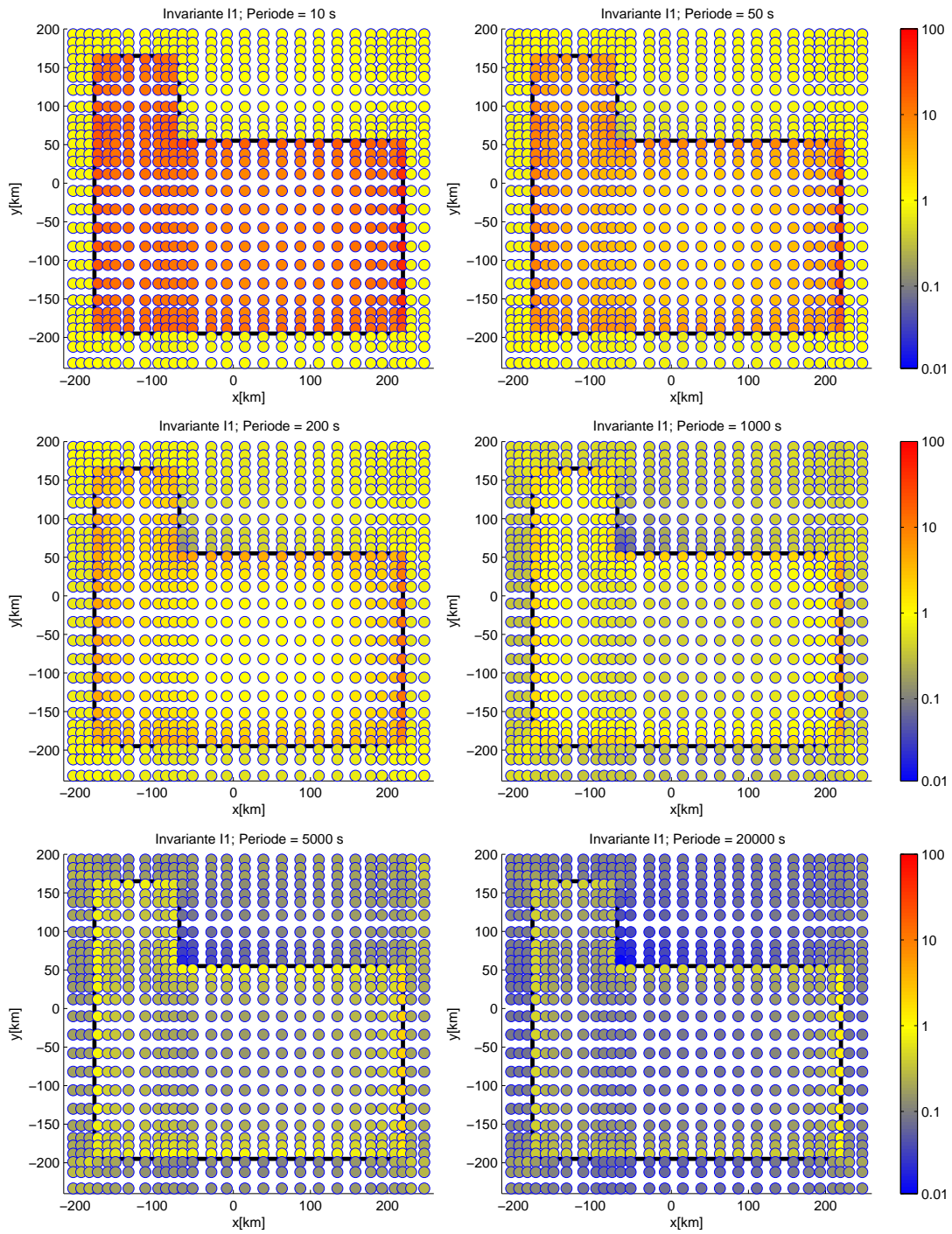


Abbildung A.1: Die Invariante  $I_1$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

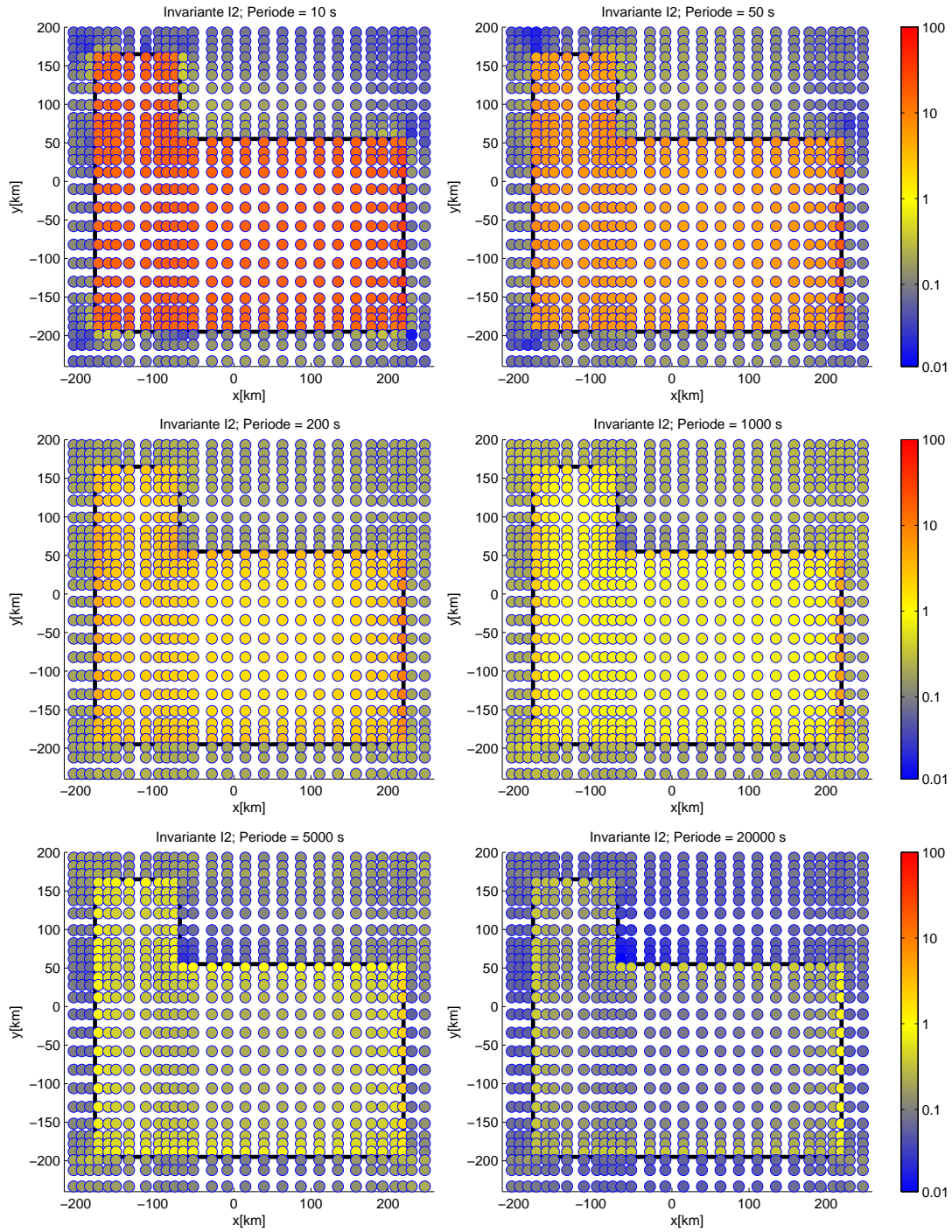


Abbildung A.2: Die Invariante  $I_2$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

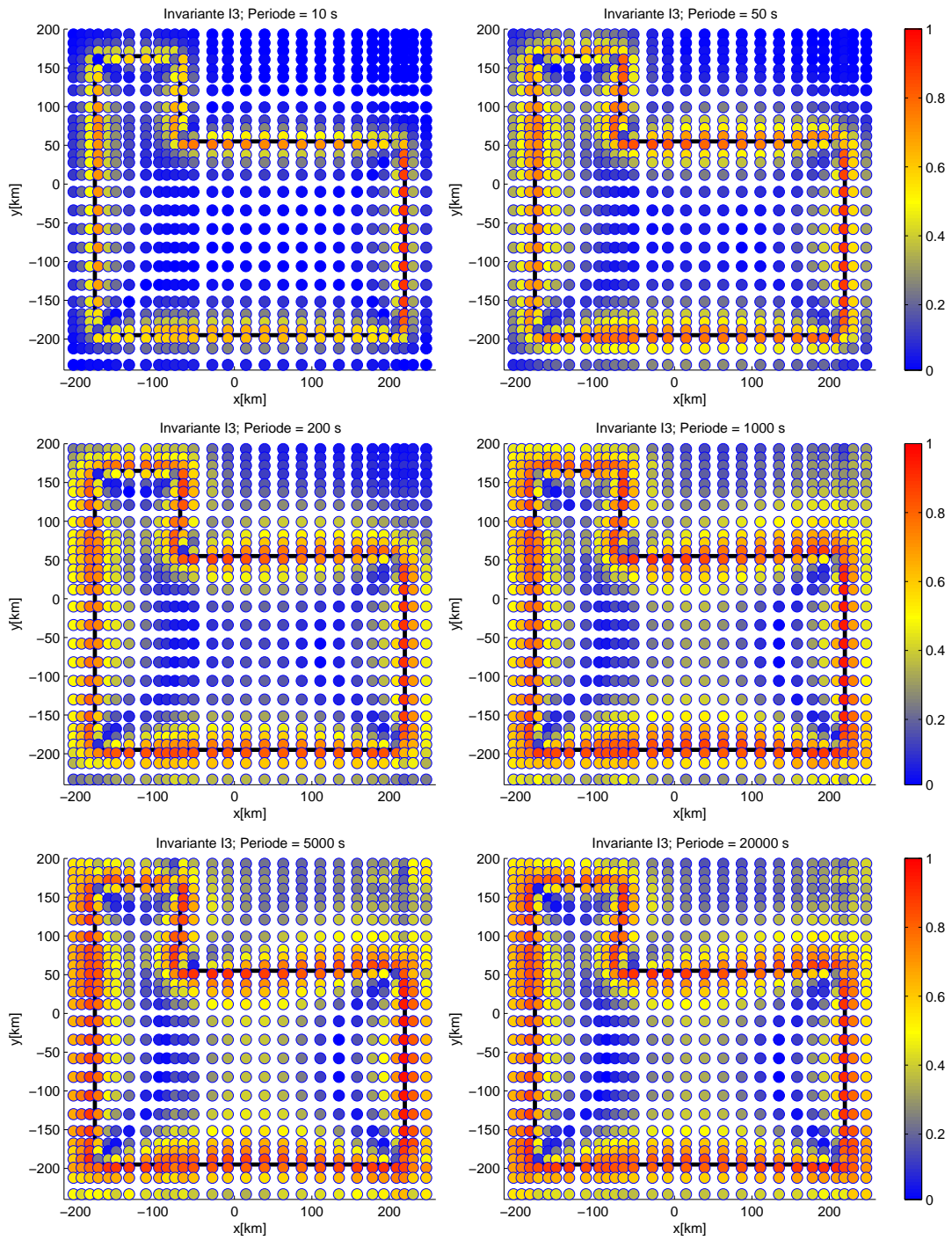


Abbildung A.3: Die Invariante  $I_3$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte.



A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

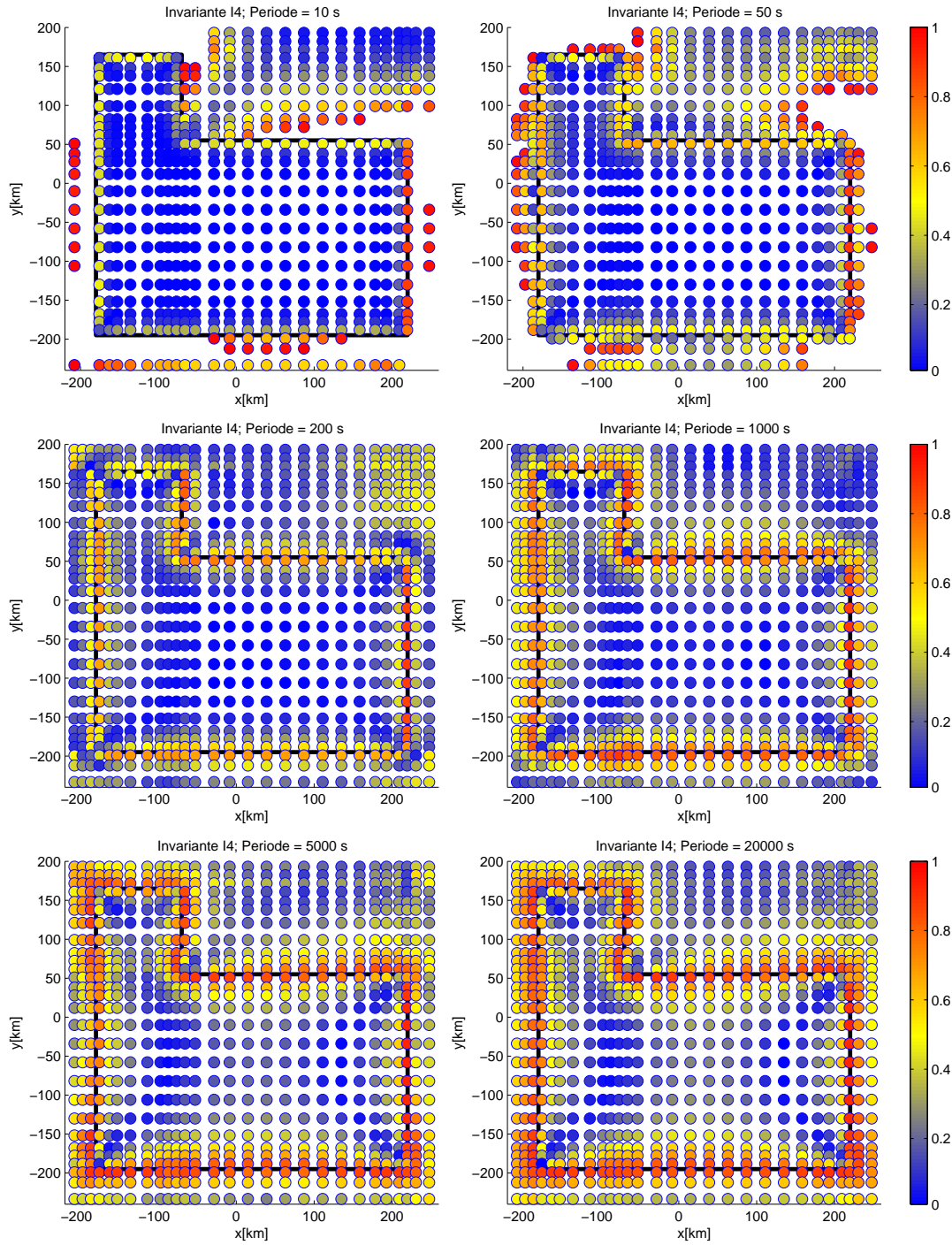


Abbildung A.4: Die Invariante  $I_4$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

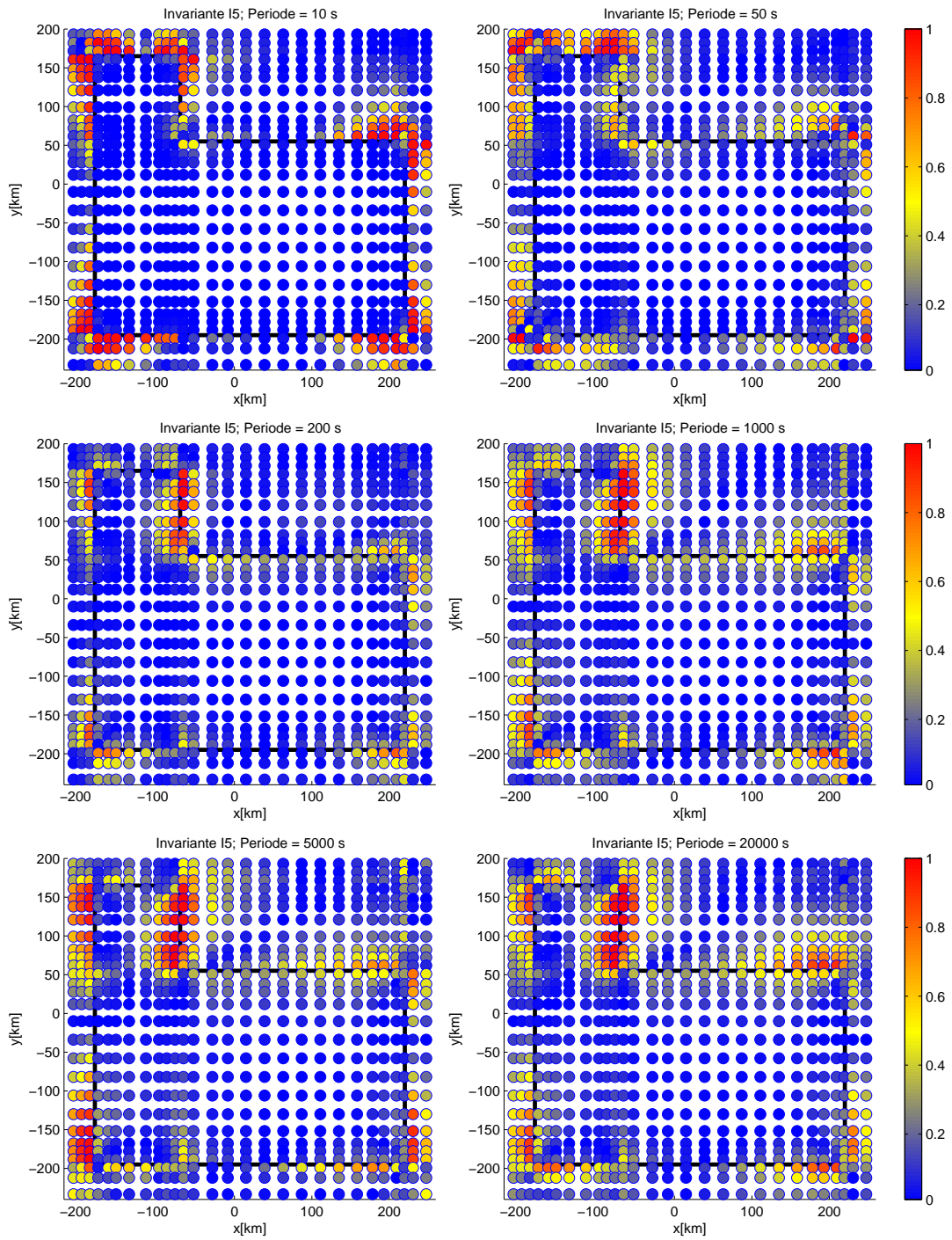


Abbildung A.5: Der Betrag der Invarianten  $I_5$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

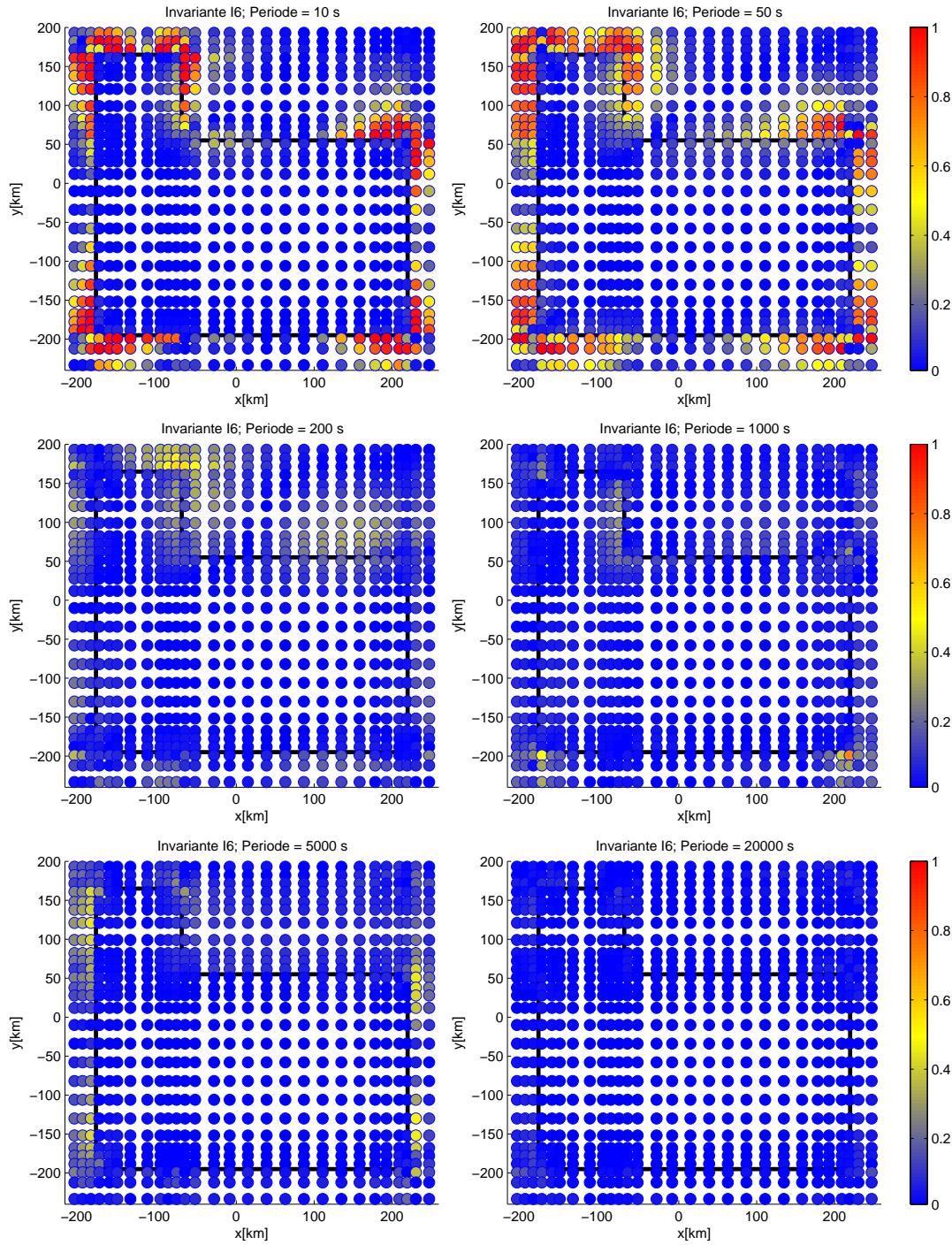


Abbildung A.6: Der Betrag der Invarianten  $I_6$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

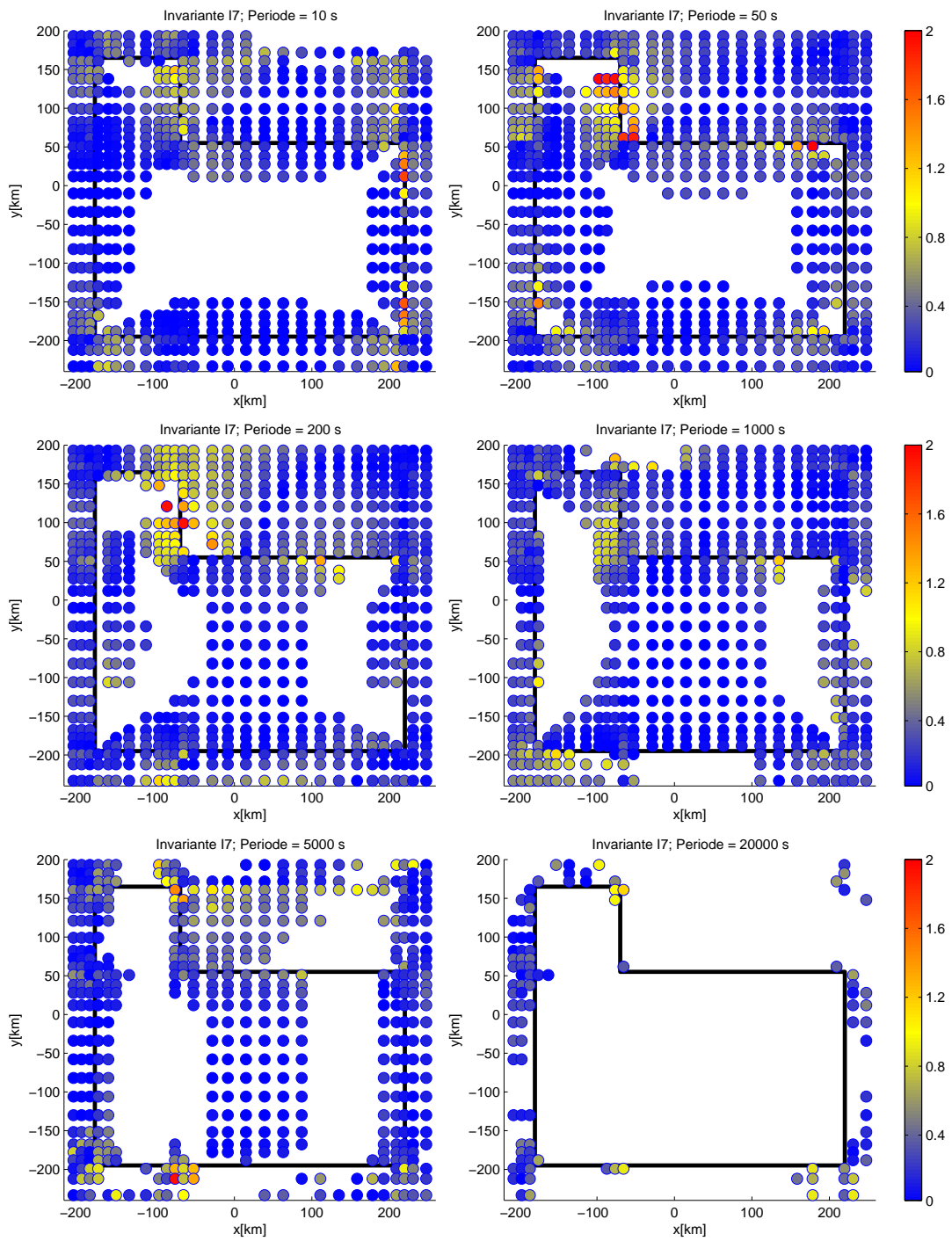


Abbildung A.7: Der Betrag der Invarianten  $I_7$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte. Die Werte wurden nur dargestellt für Punkte, an denen  $I_0 > 0.1$  ist.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

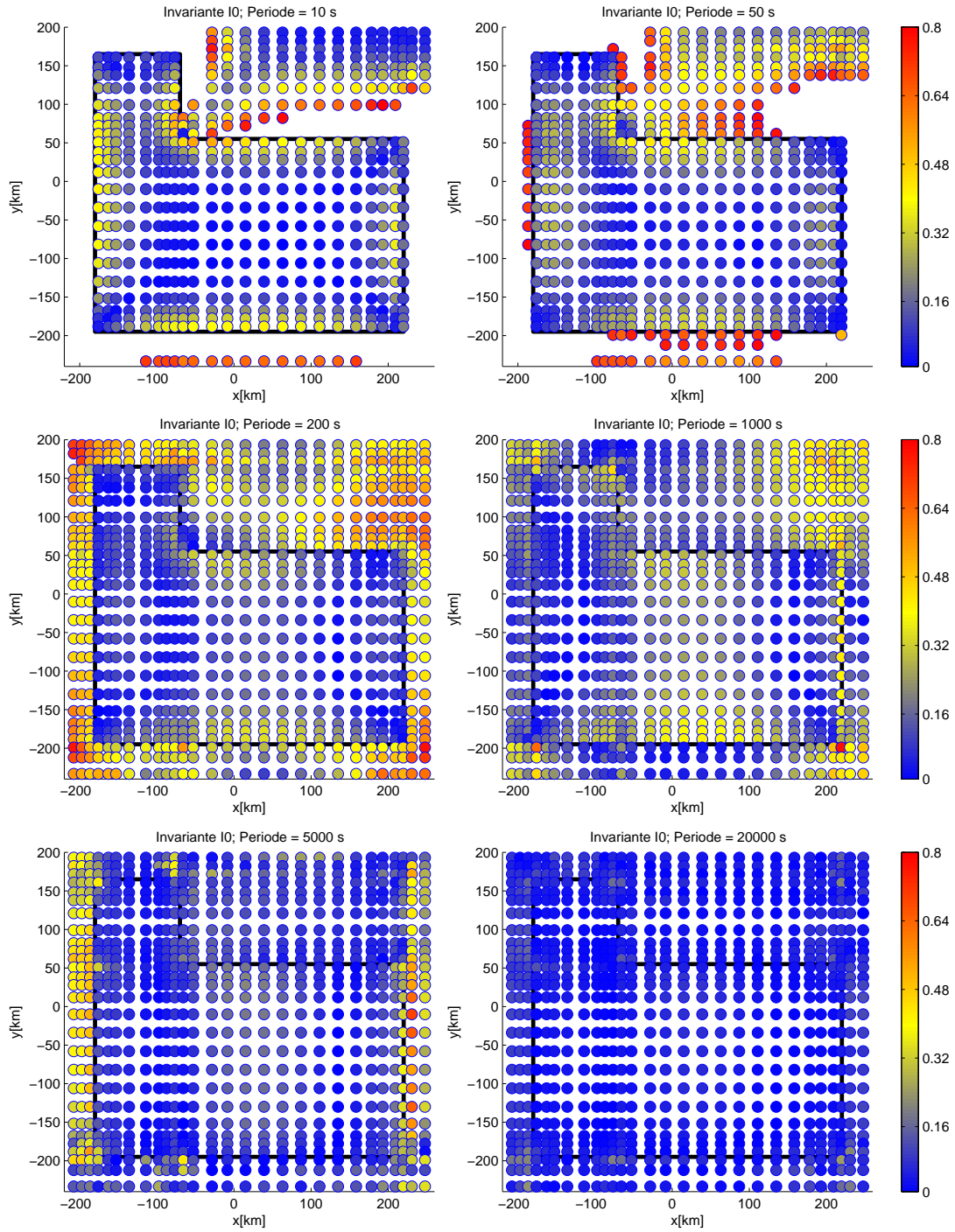


Abbildung A.8: Die Invariante  $I_0$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte.

## A Abbildungen weiterer Modelldaten

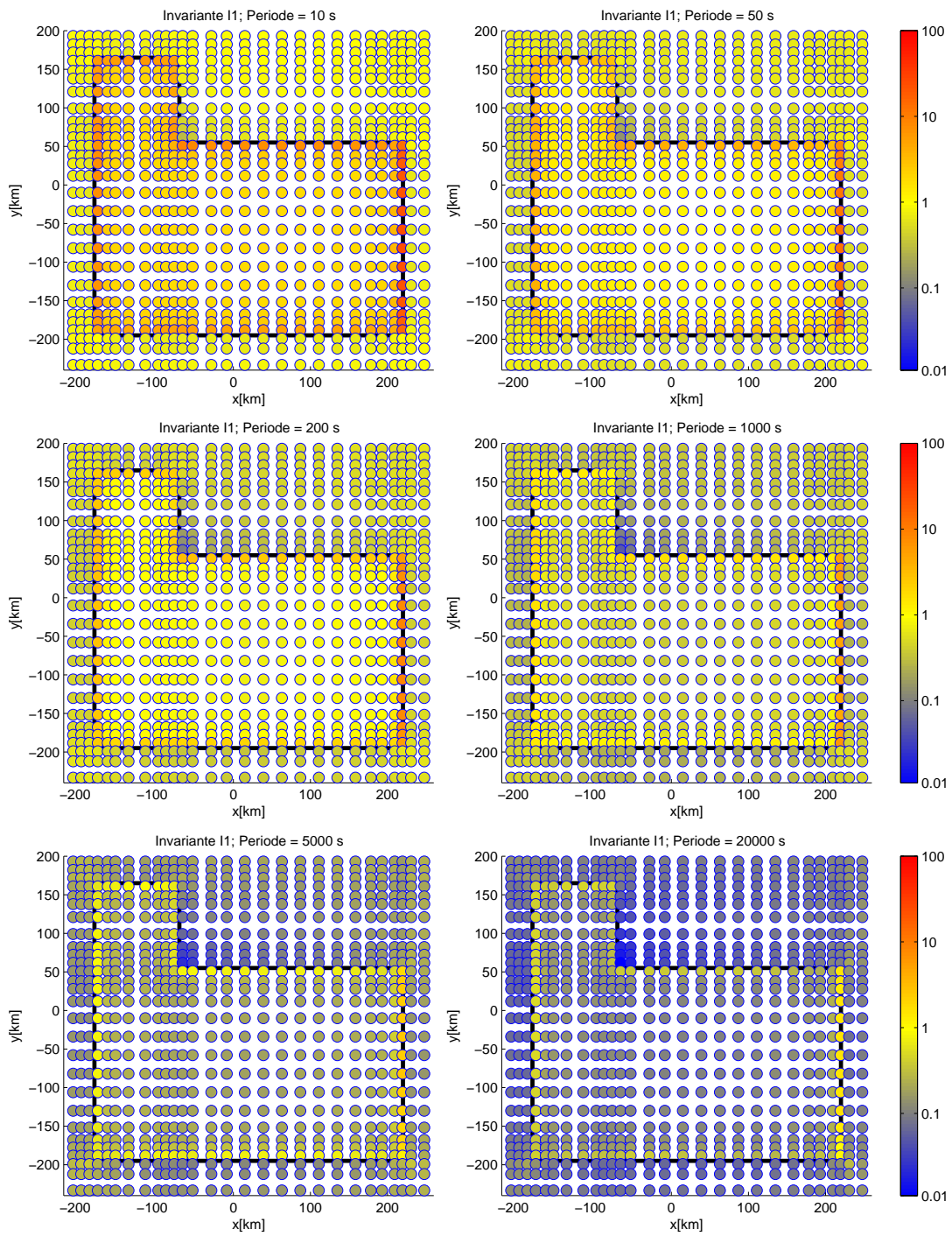


Abbildung A.9: Die Invariante  $I_1$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

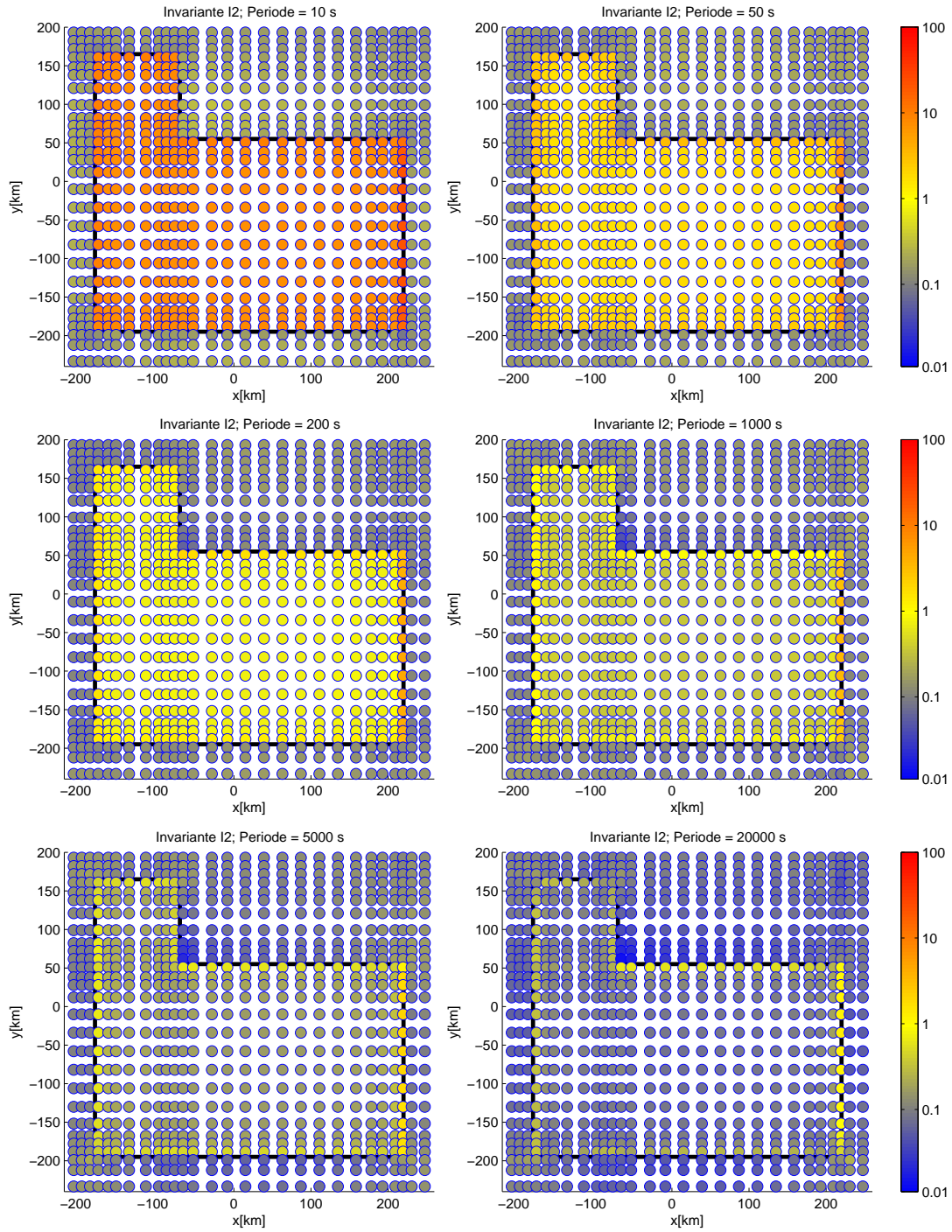


Abbildung A.10: Die Invariante  $I_2$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

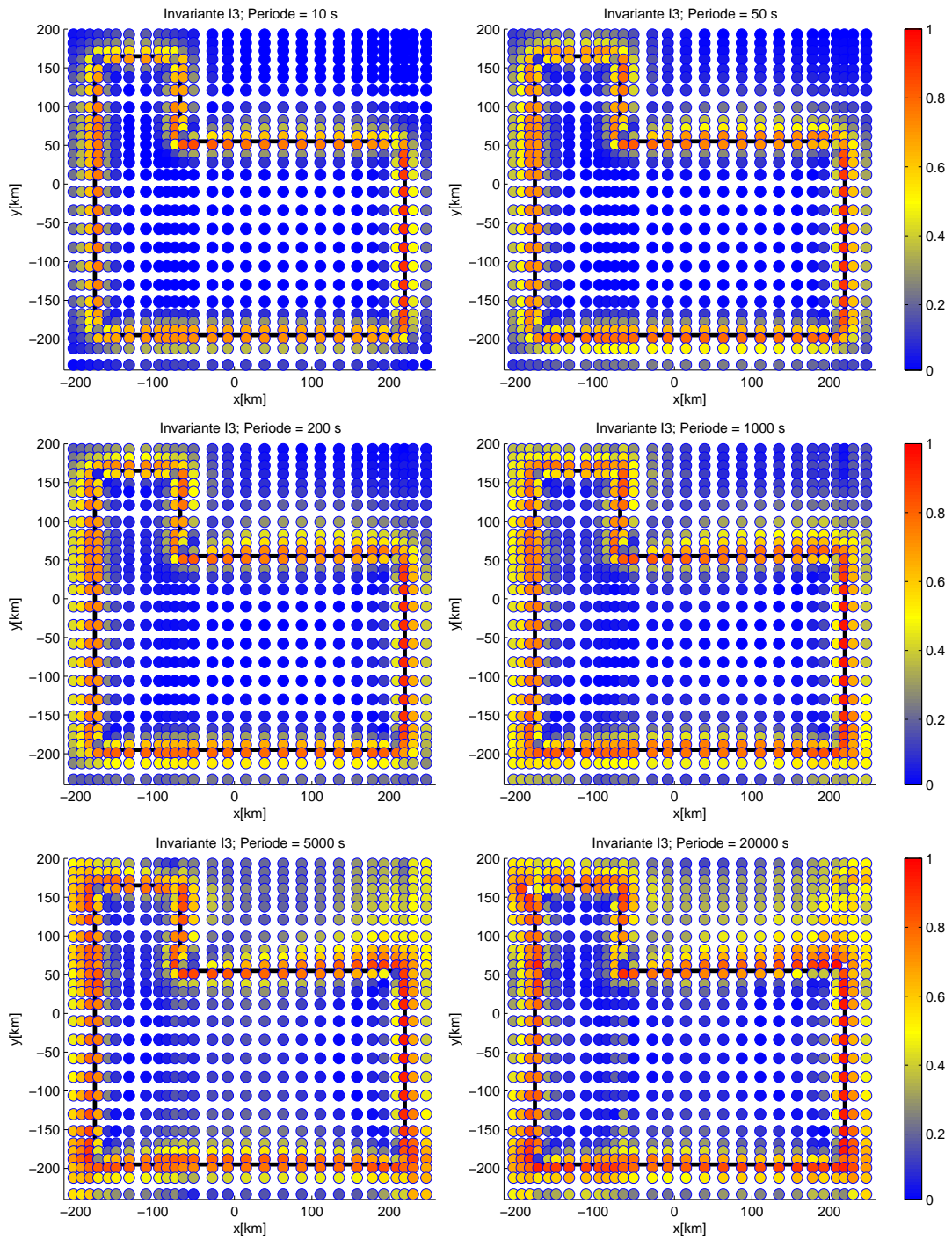


Abbildung A.11: Die Invariante  $I_3$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte.



A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

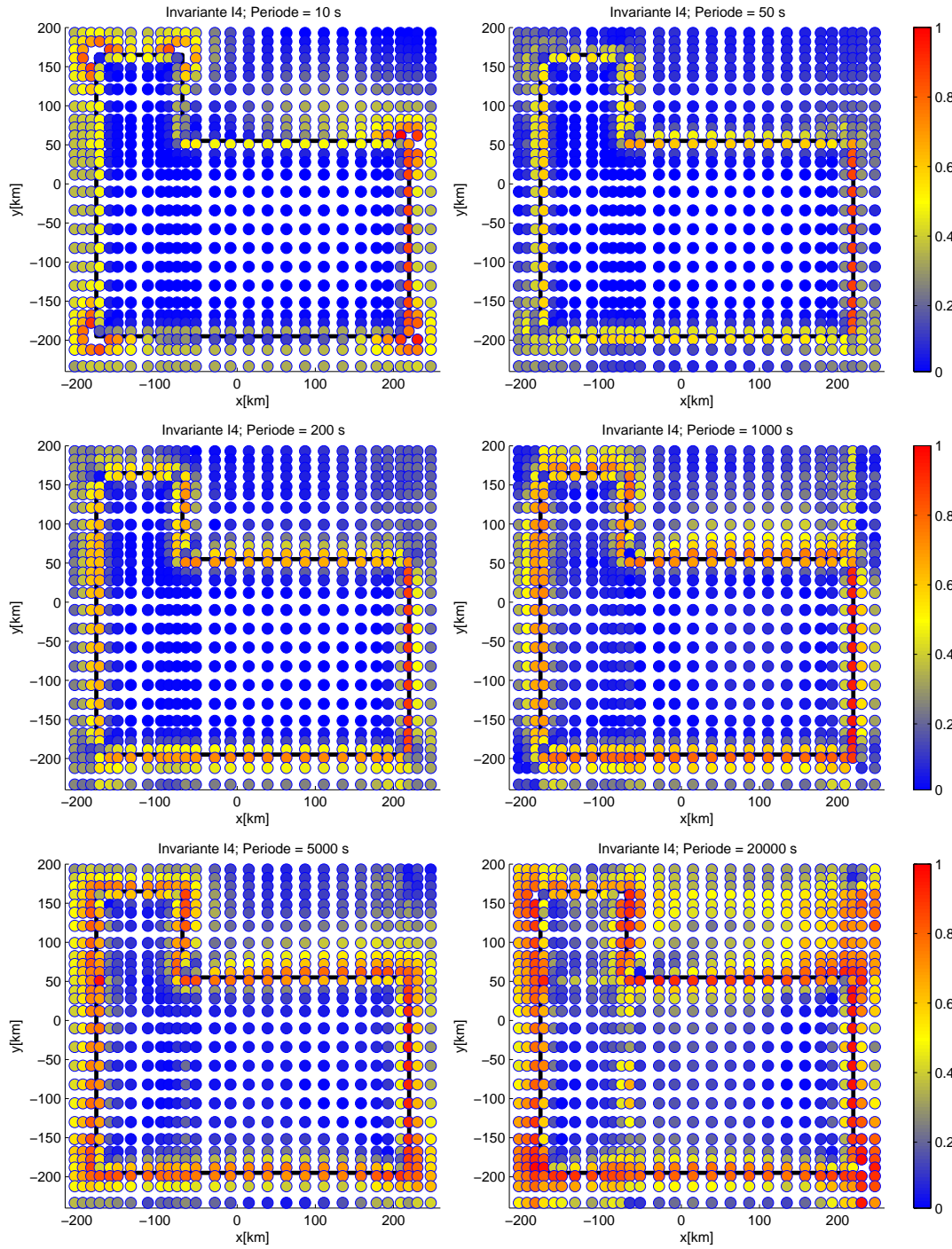


Abbildung A.12: Die Invariante  $I_4$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

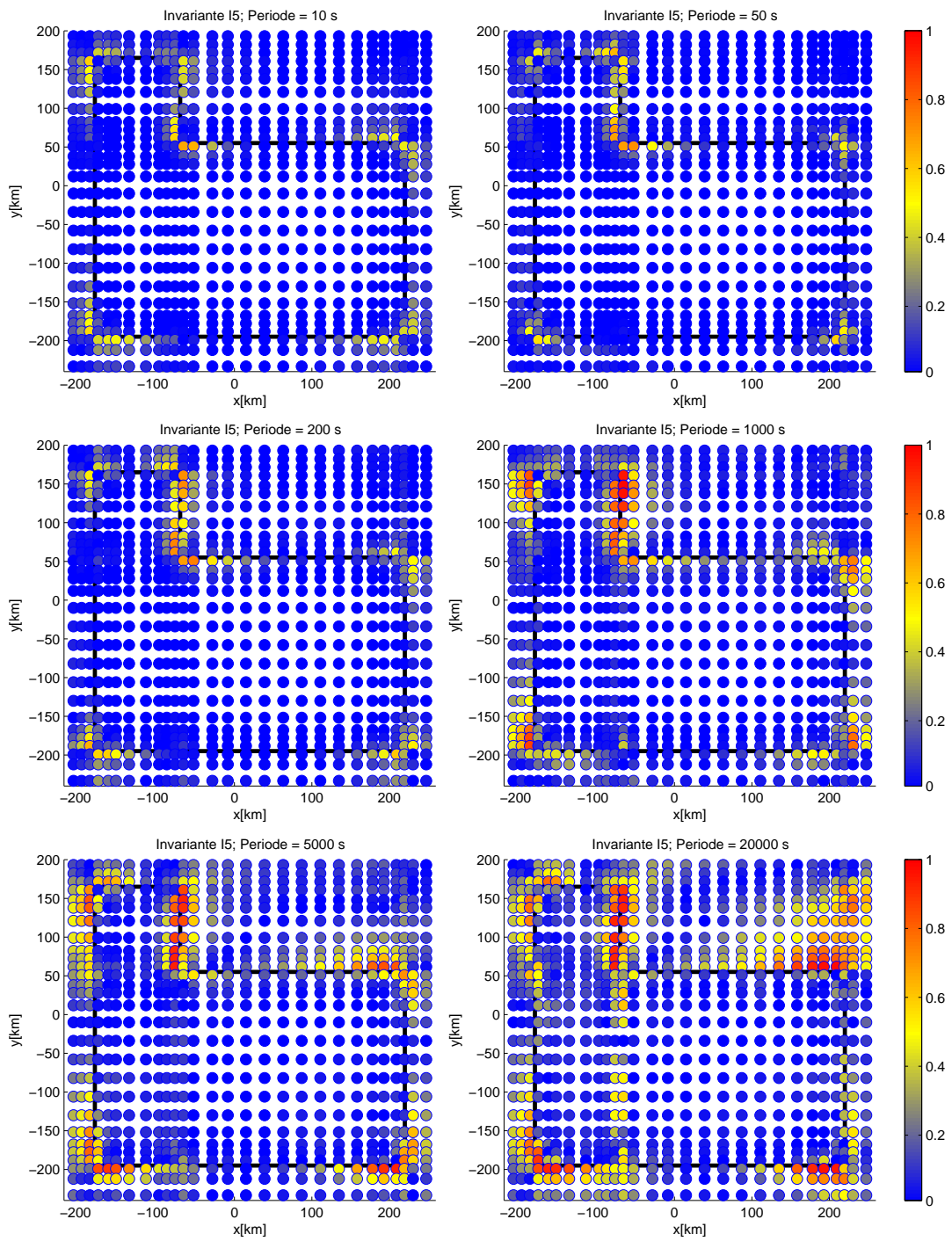


Abbildung A.13: Der Betrag der Invarianten  $I_5$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

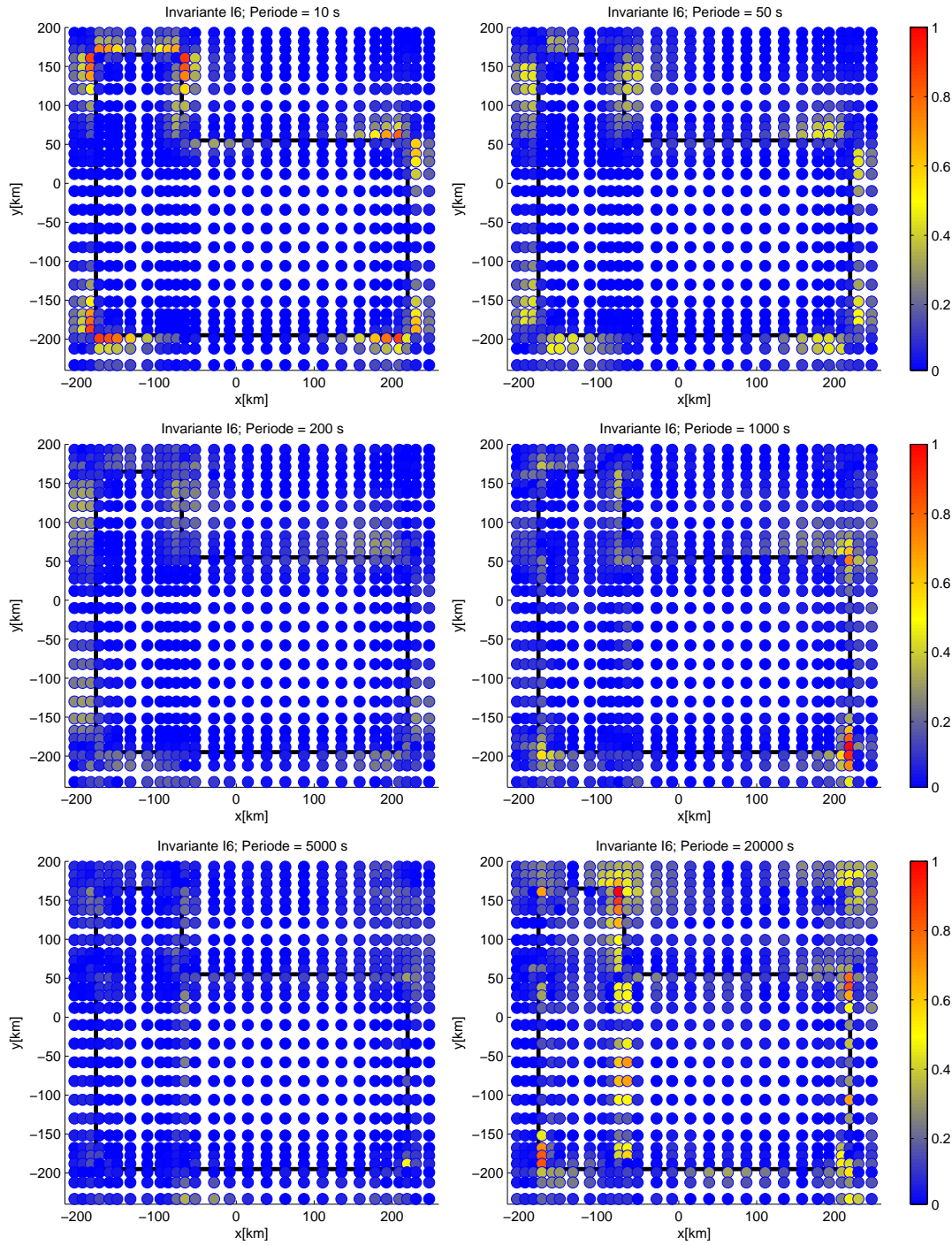


Abbildung A.14: Der Betrag der Invarianten  $I_6$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

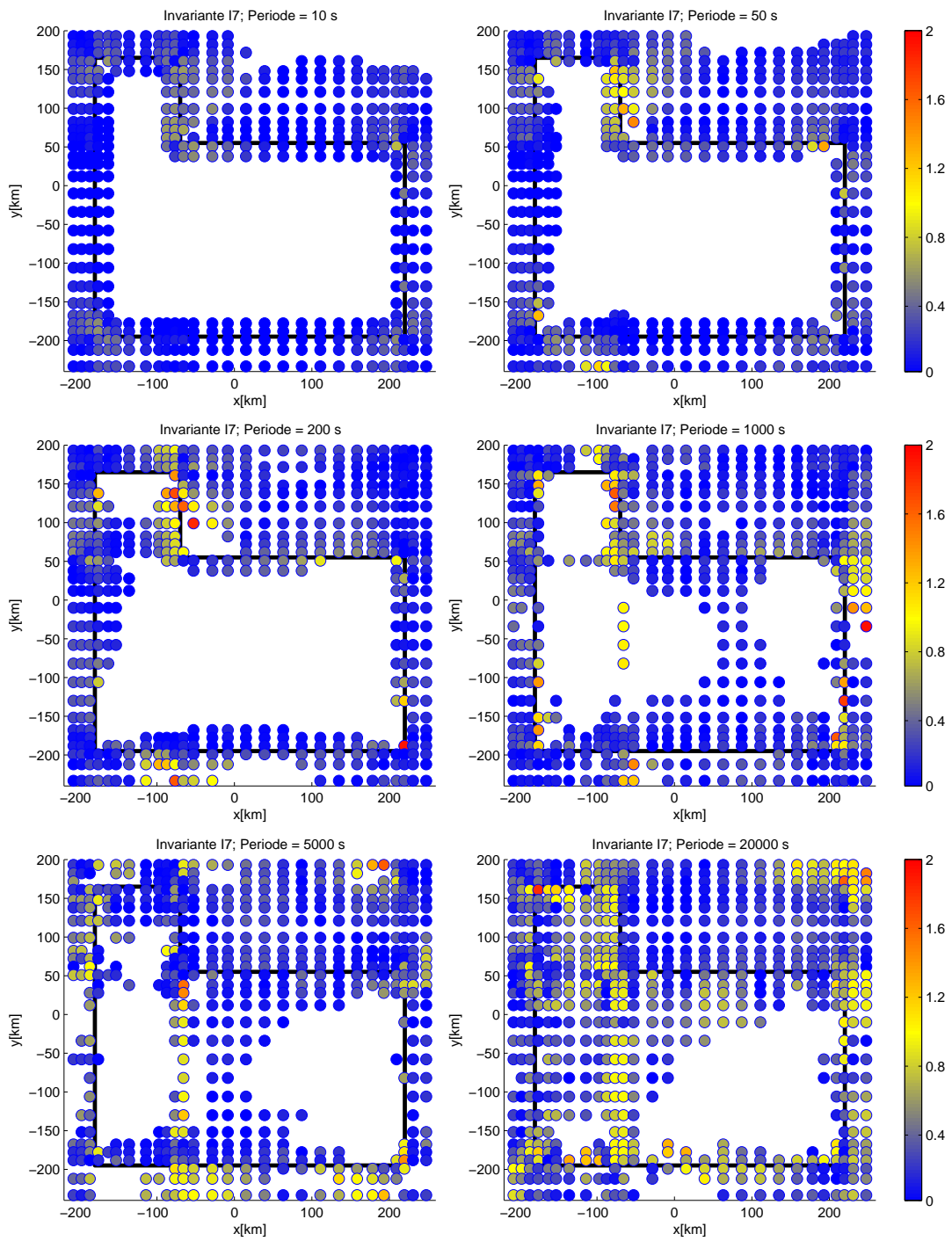


Abbildung A.15: Der Betrag der Invarianten  $I_7$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte. Die Werte wurden nur dargestellt für Punkte, an denen  $I_0 > 0.1$  ist.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

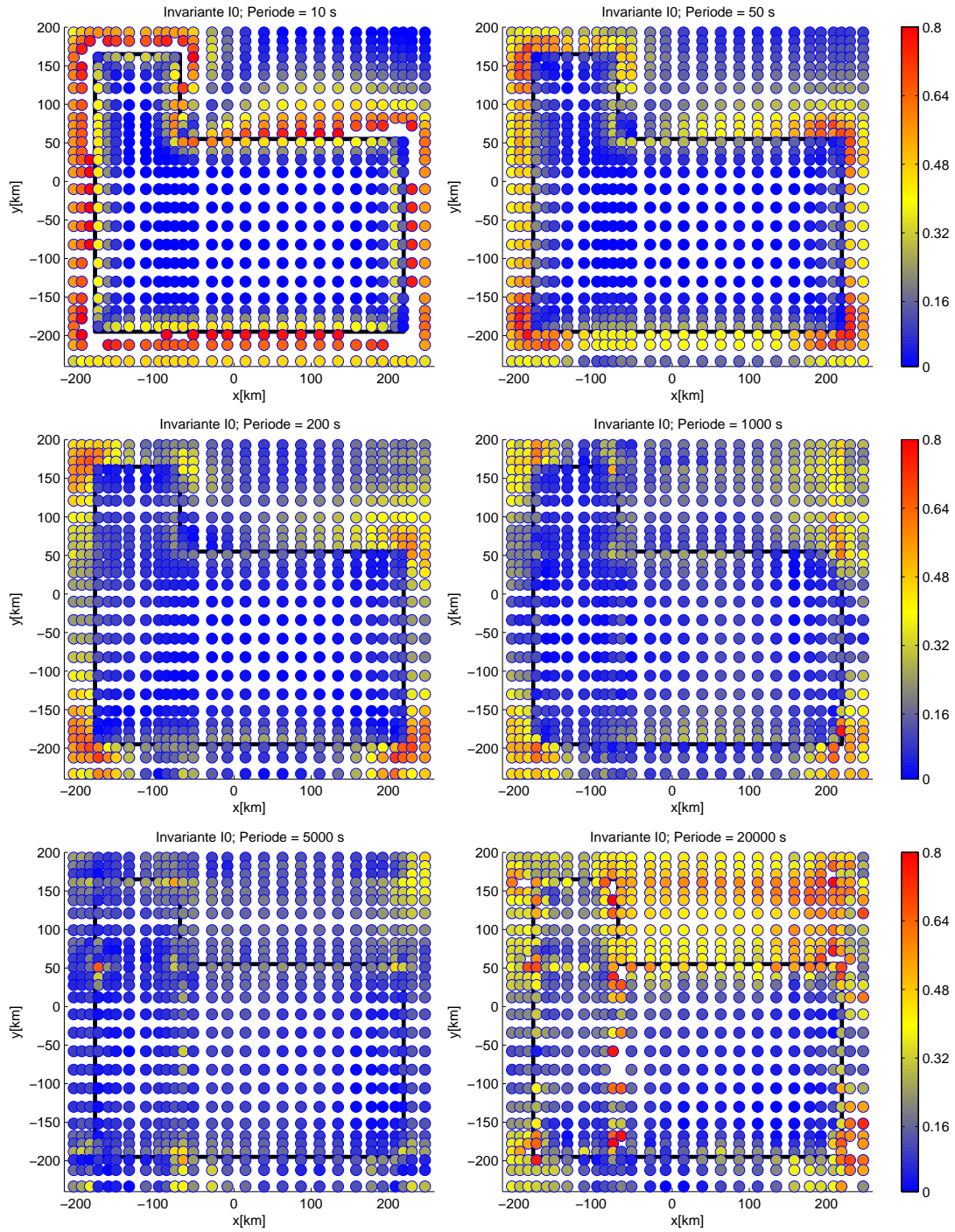


Abbildung A.16: Die Invariante  $I_0$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

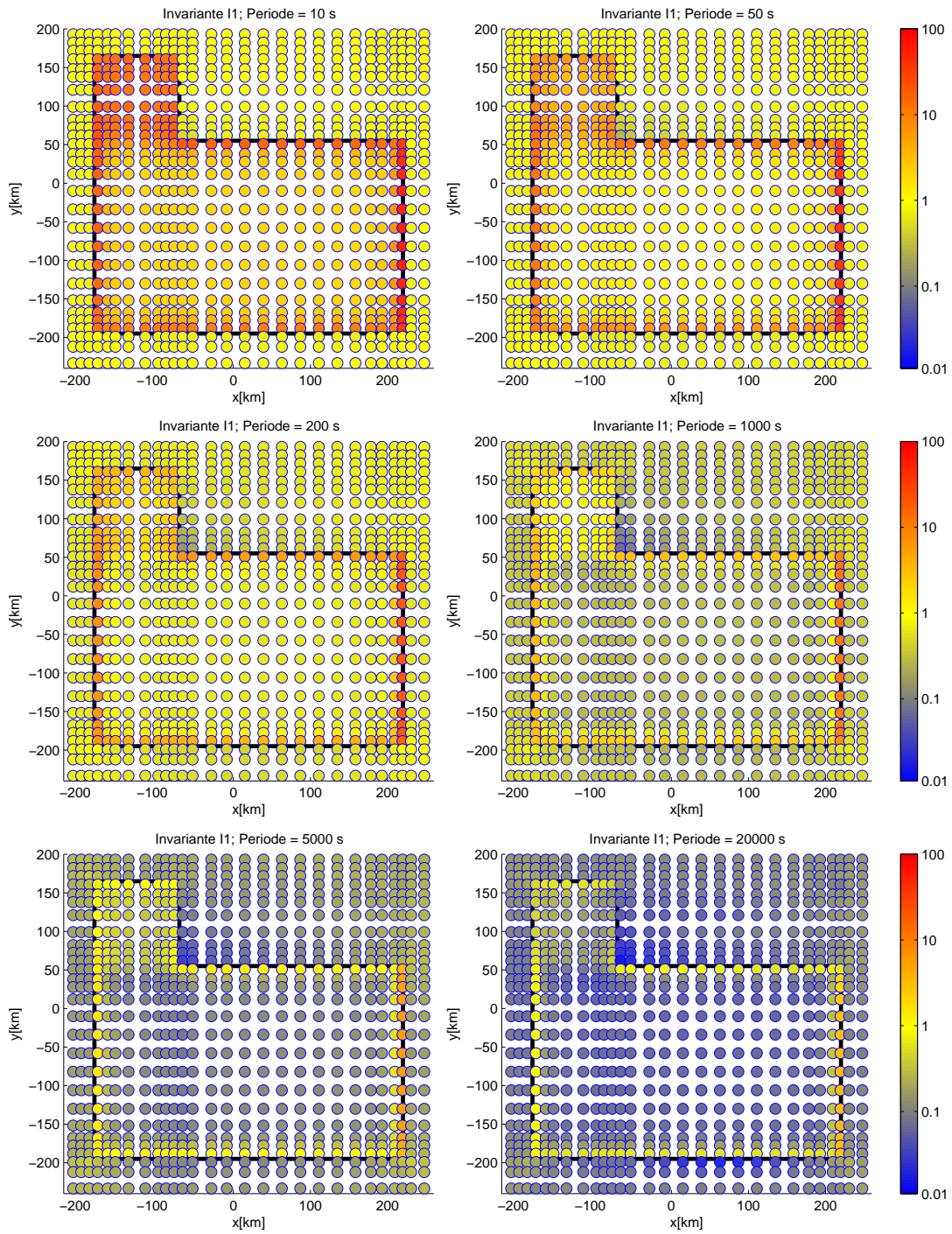


Abbildung A.17: Die Invariante  $I_1$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

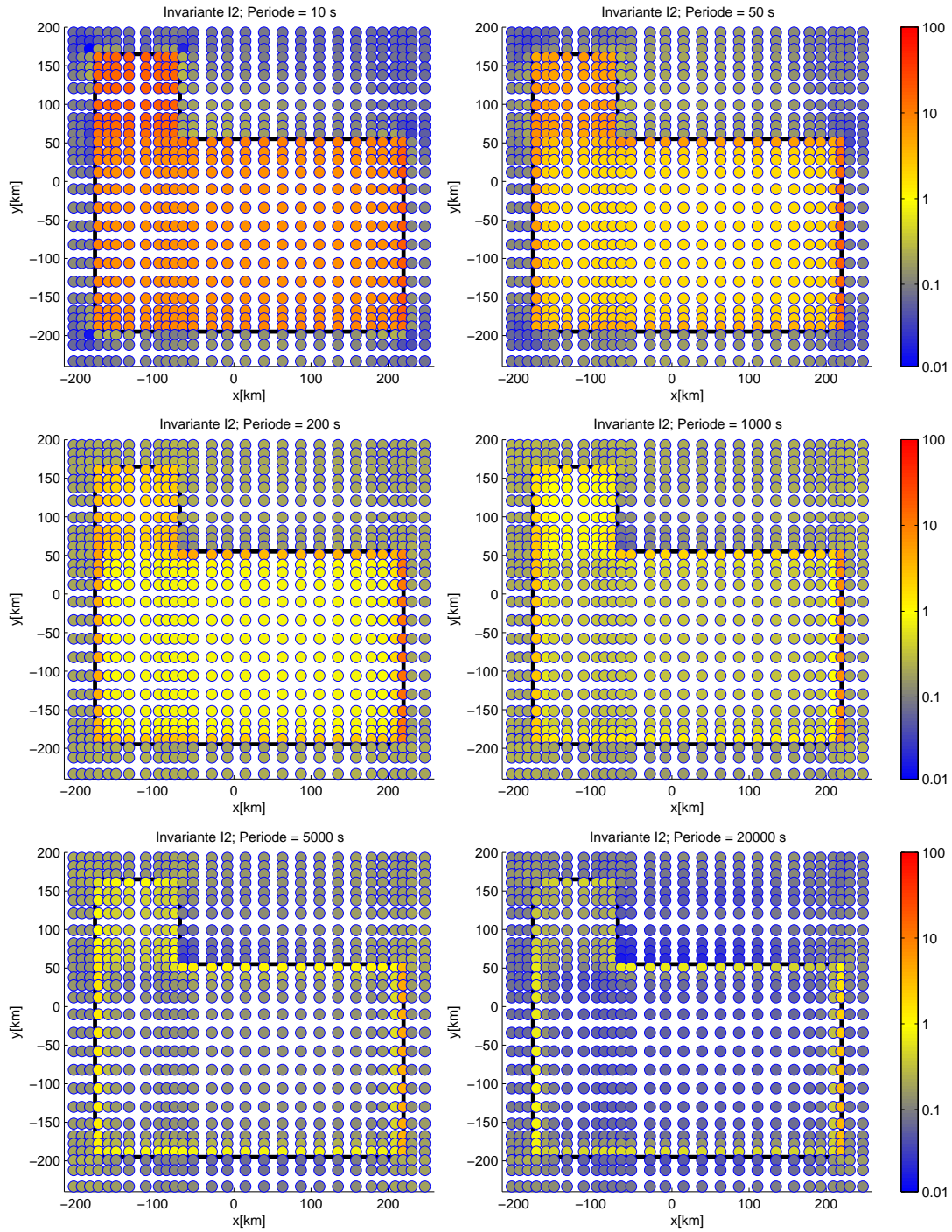


Abbildung A.18: Die Invariante  $I_2$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte mit pseudo-logarithmischer Farbskala.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

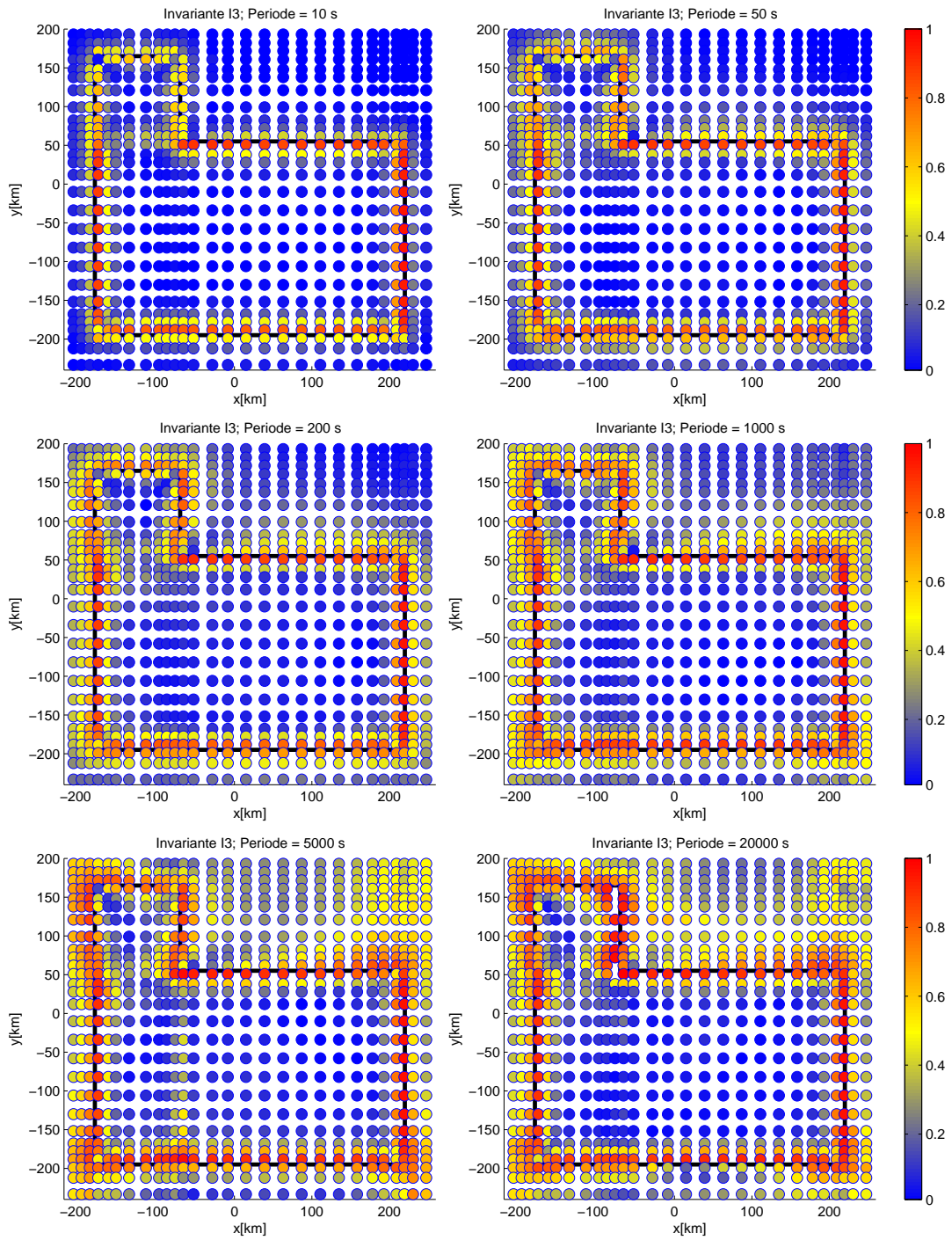


Abbildung A.19: Die Invariante  $I_3$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte.



A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

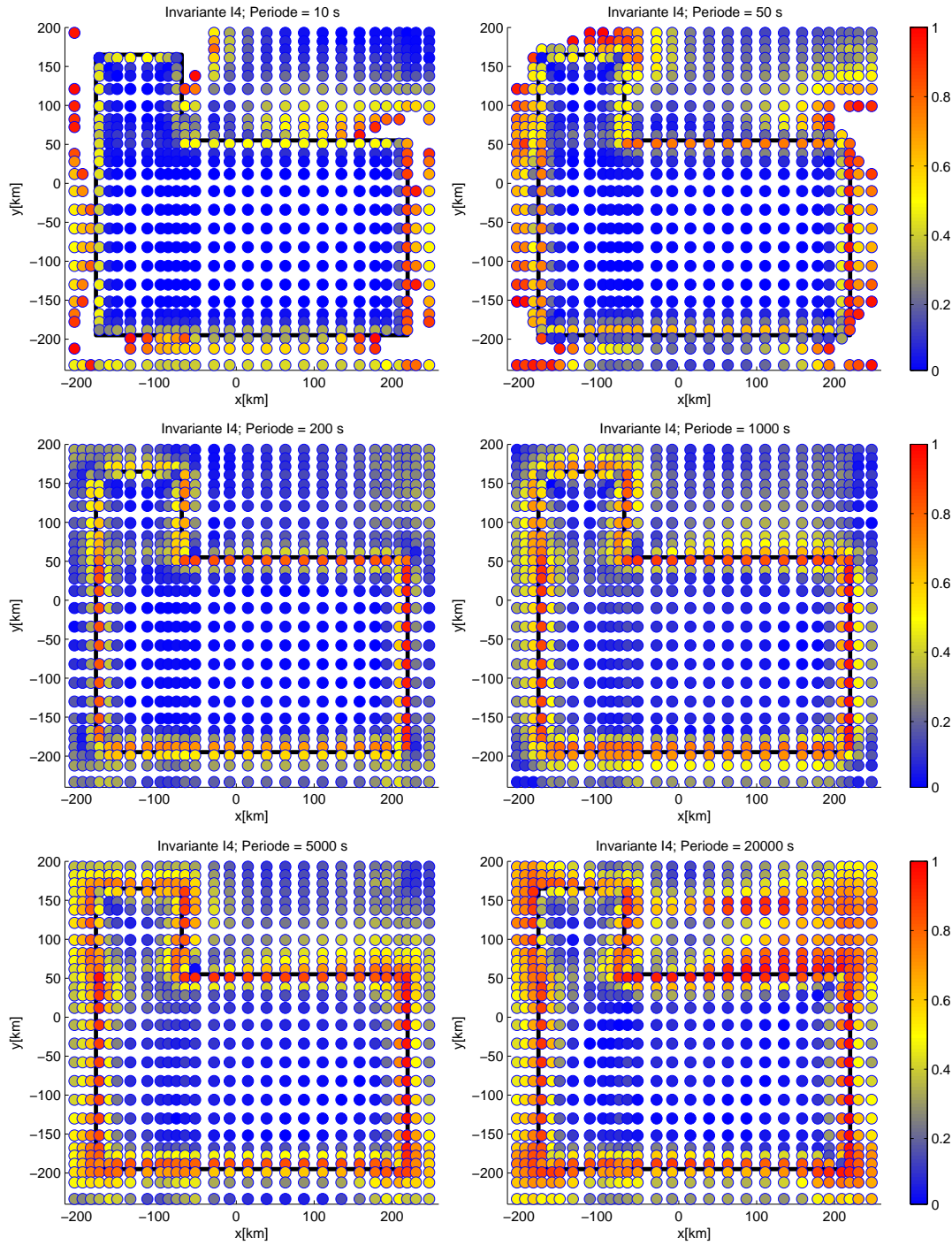


Abbildung A.20: Die Invariante  $I_4$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

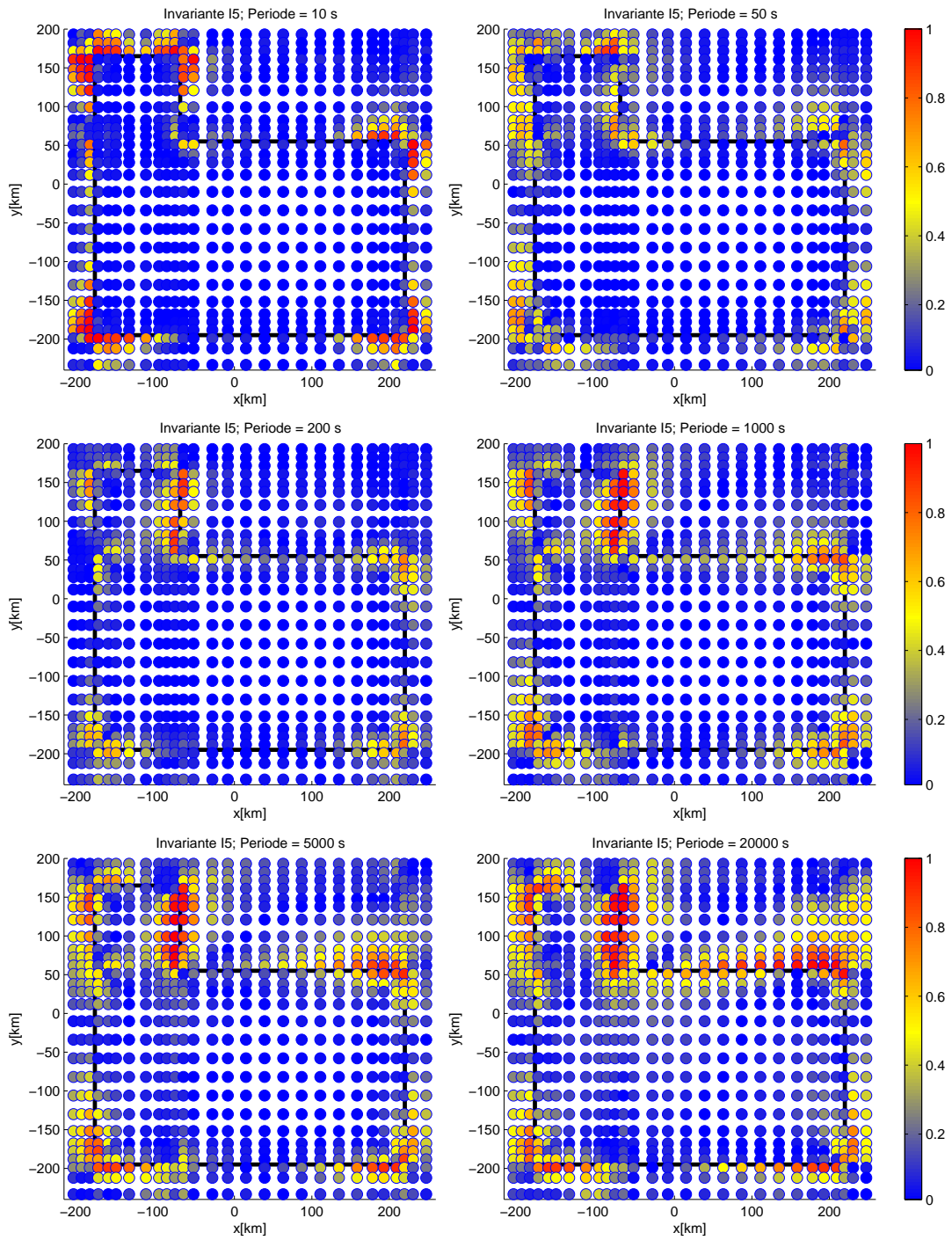


Abbildung A.21: Der Betrag der Invarianten  $I_5$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

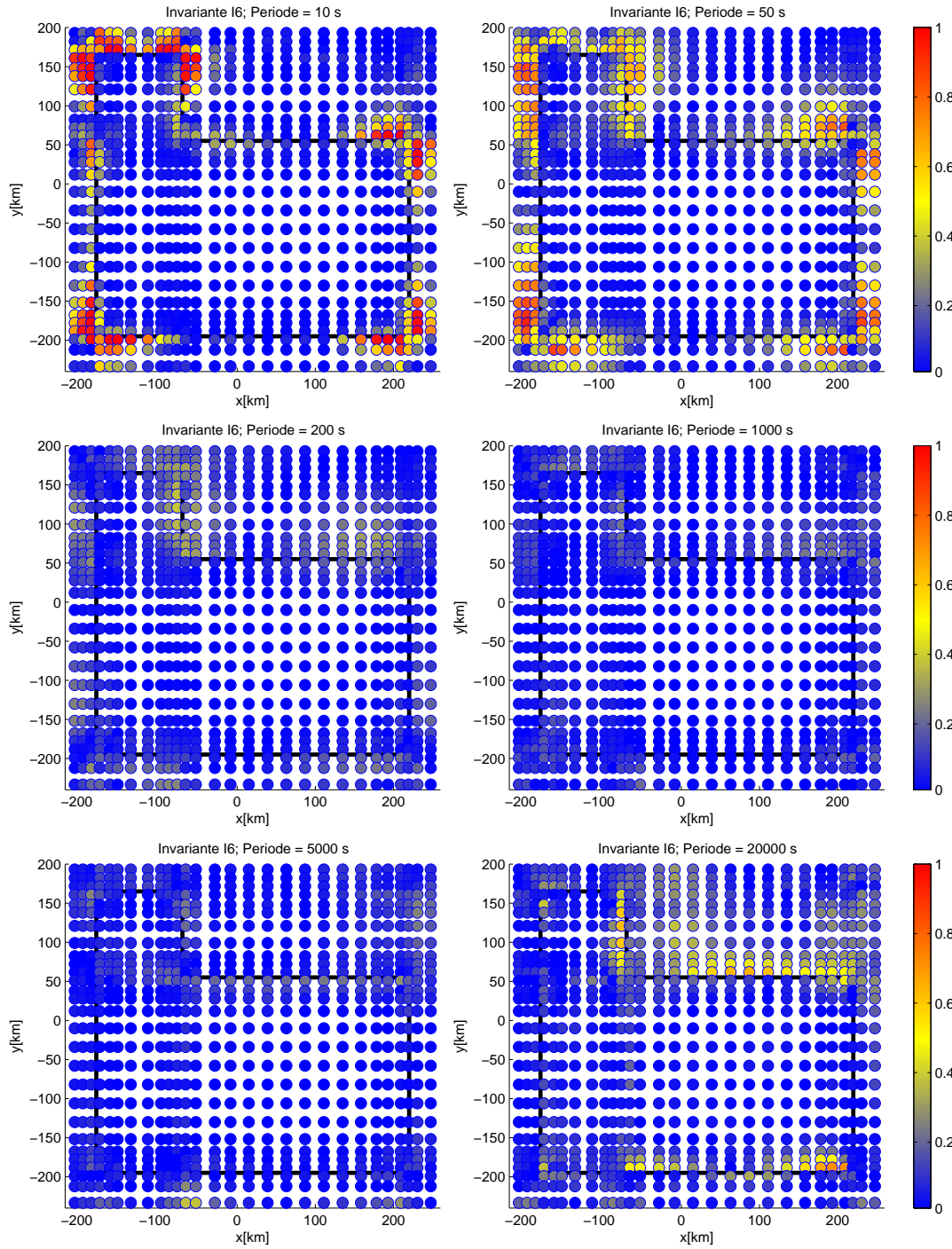


Abbildung A.22: Der Betrag der Invarianten  $I_6$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

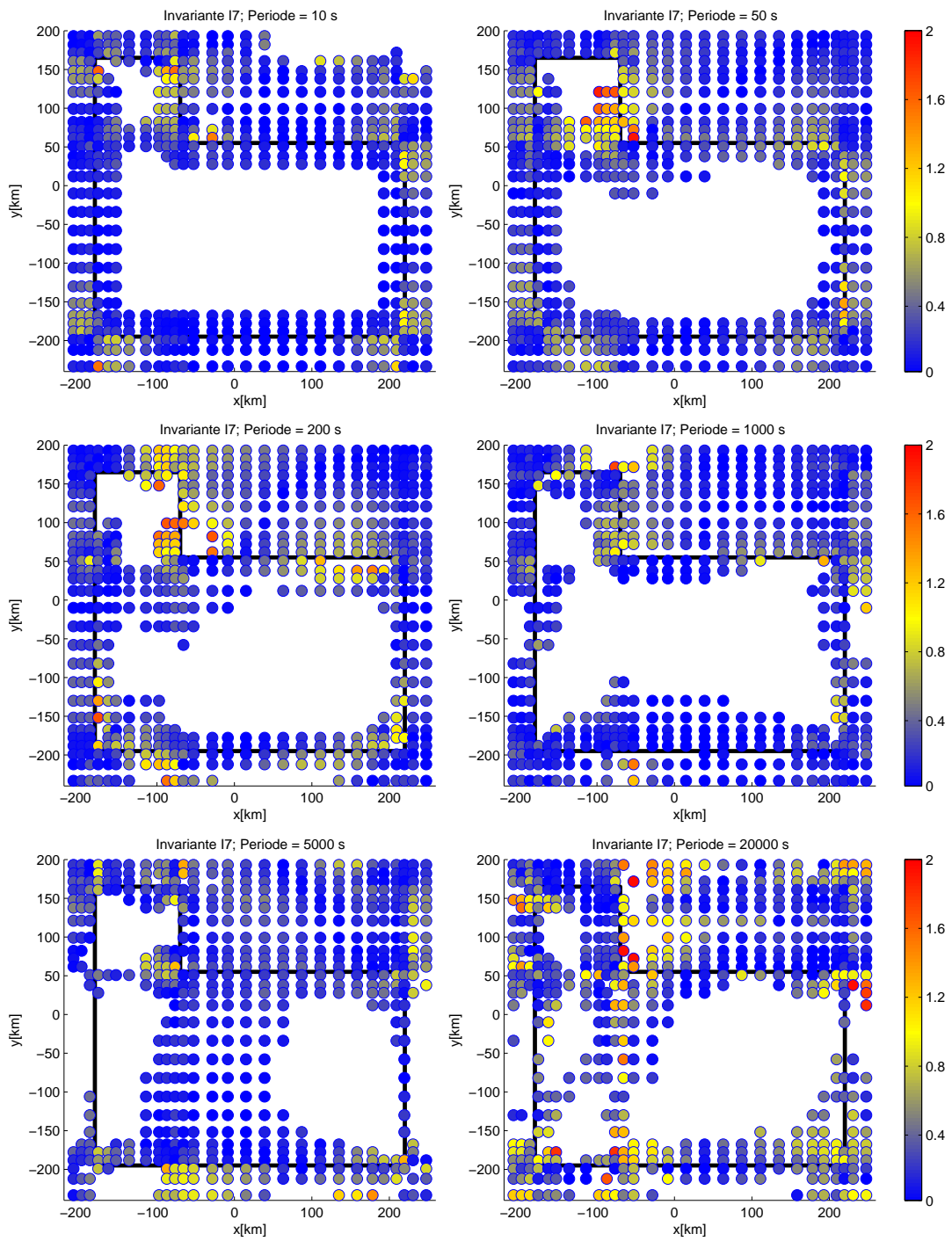


Abbildung A.23: Der Betrag der Invarianten  $I_7$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte. Die Werte wurden nur dargestellt für Punkte, an denen  $I_0 > 0.1$  ist.

A.1 Invarianten für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

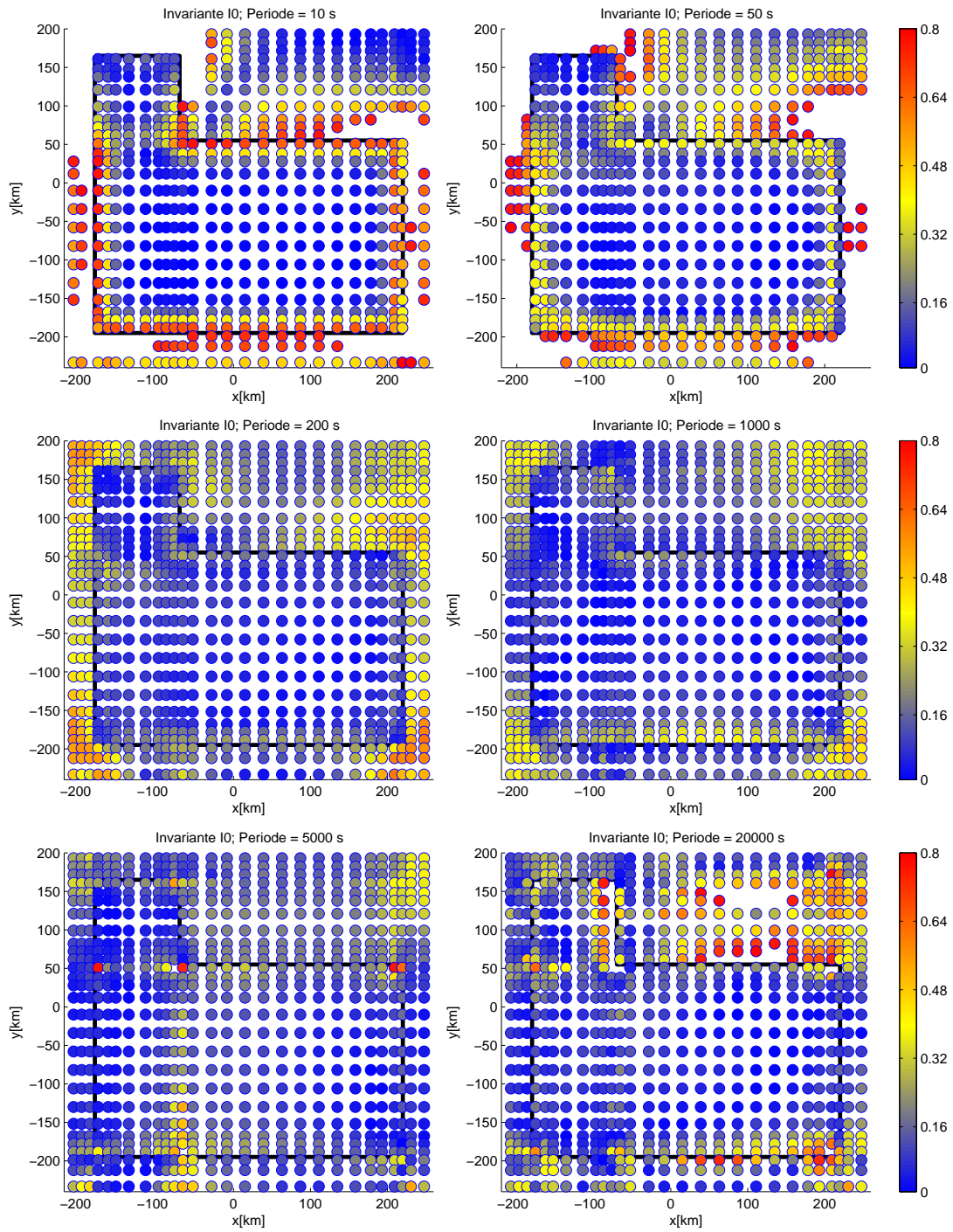


Abbildung A.24: Die Invariante  $I_0$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte.

## **A.2 Phasensensoren für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter**

A.2 Phasentensoren für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

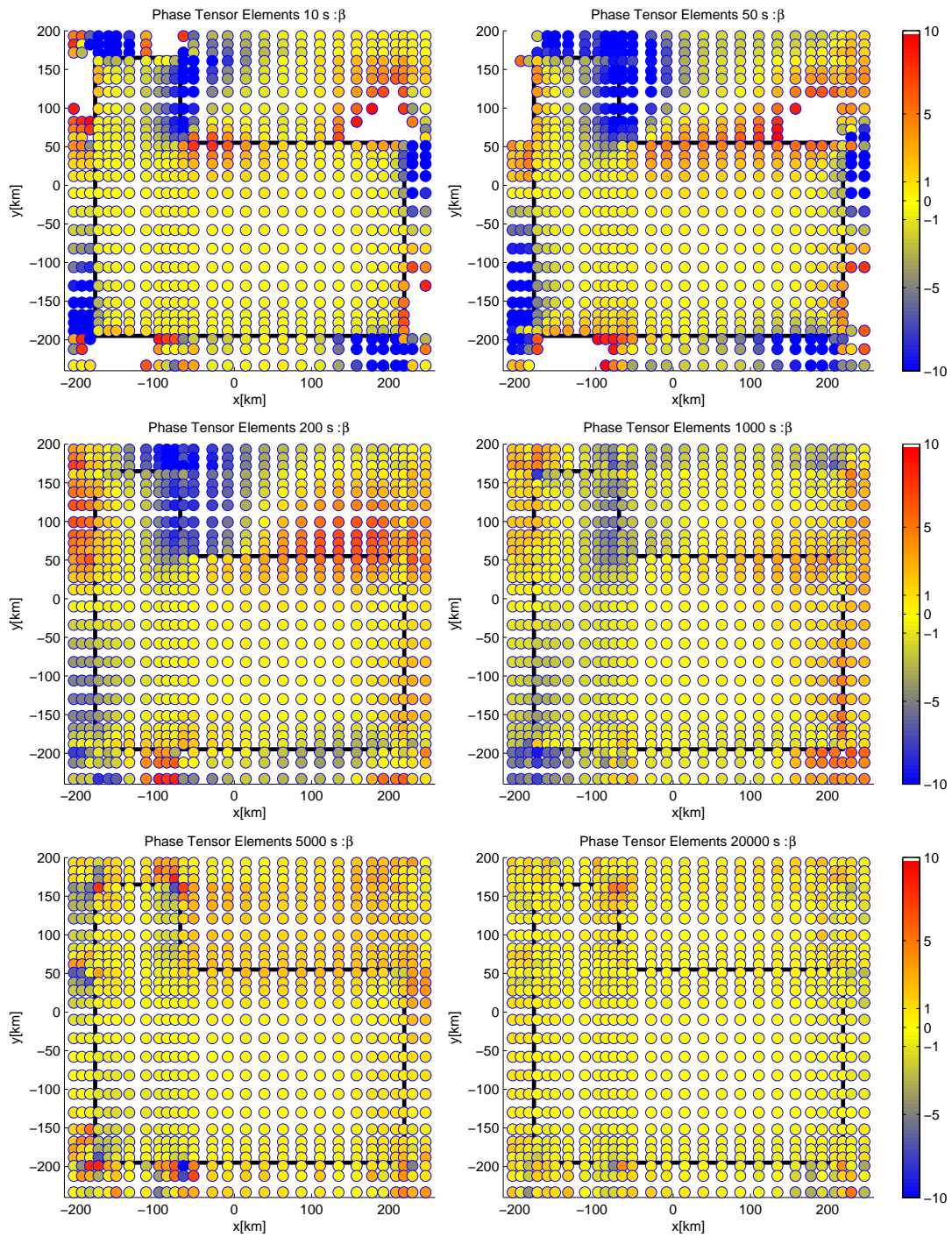


Abbildung A.25:  $\beta$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

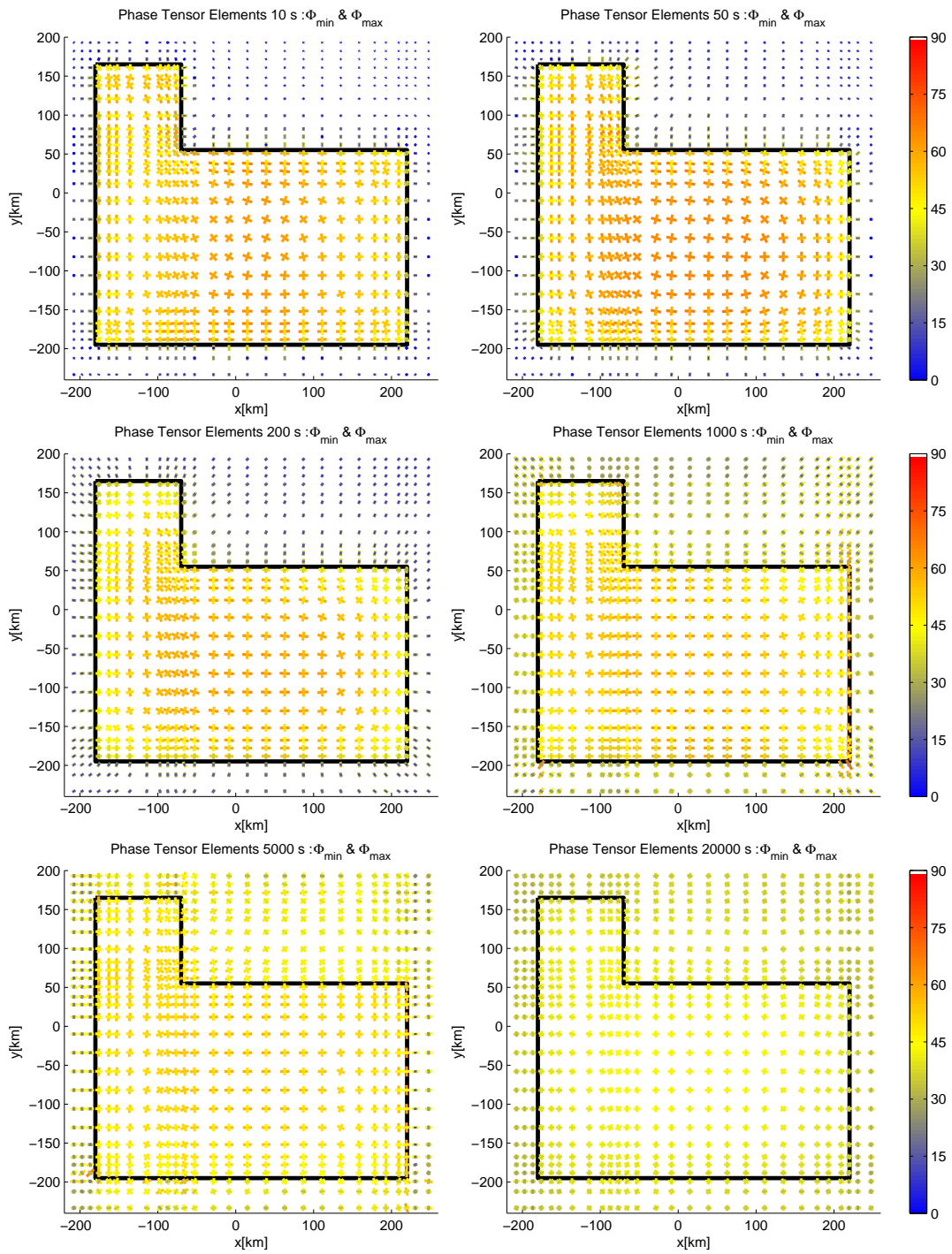


Abbildung A.26:  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  für Modell np-1 und sechs verschiedene Periodenwerte.



A.2 Phasentensoren für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

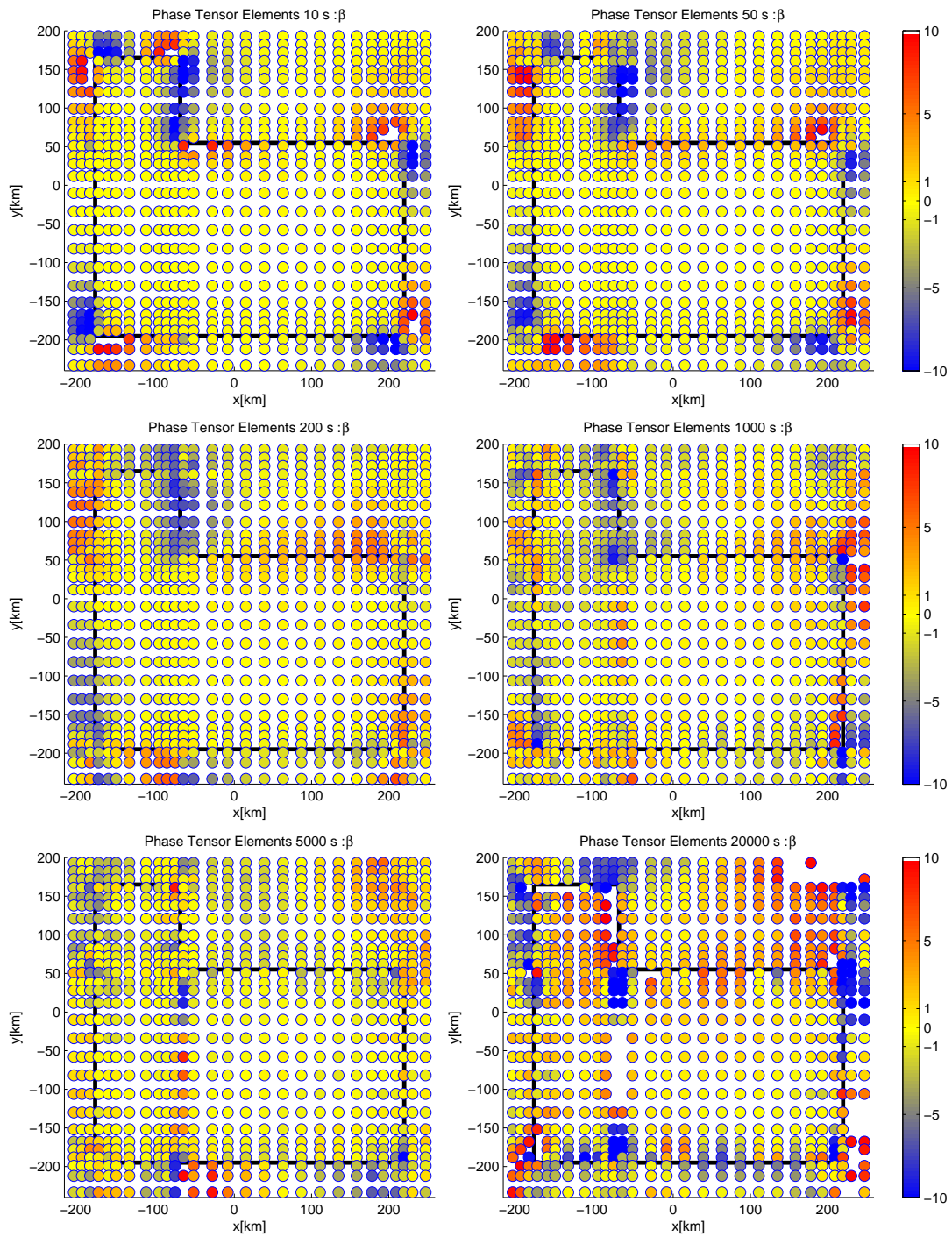


Abbildung A.27:  $\beta$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

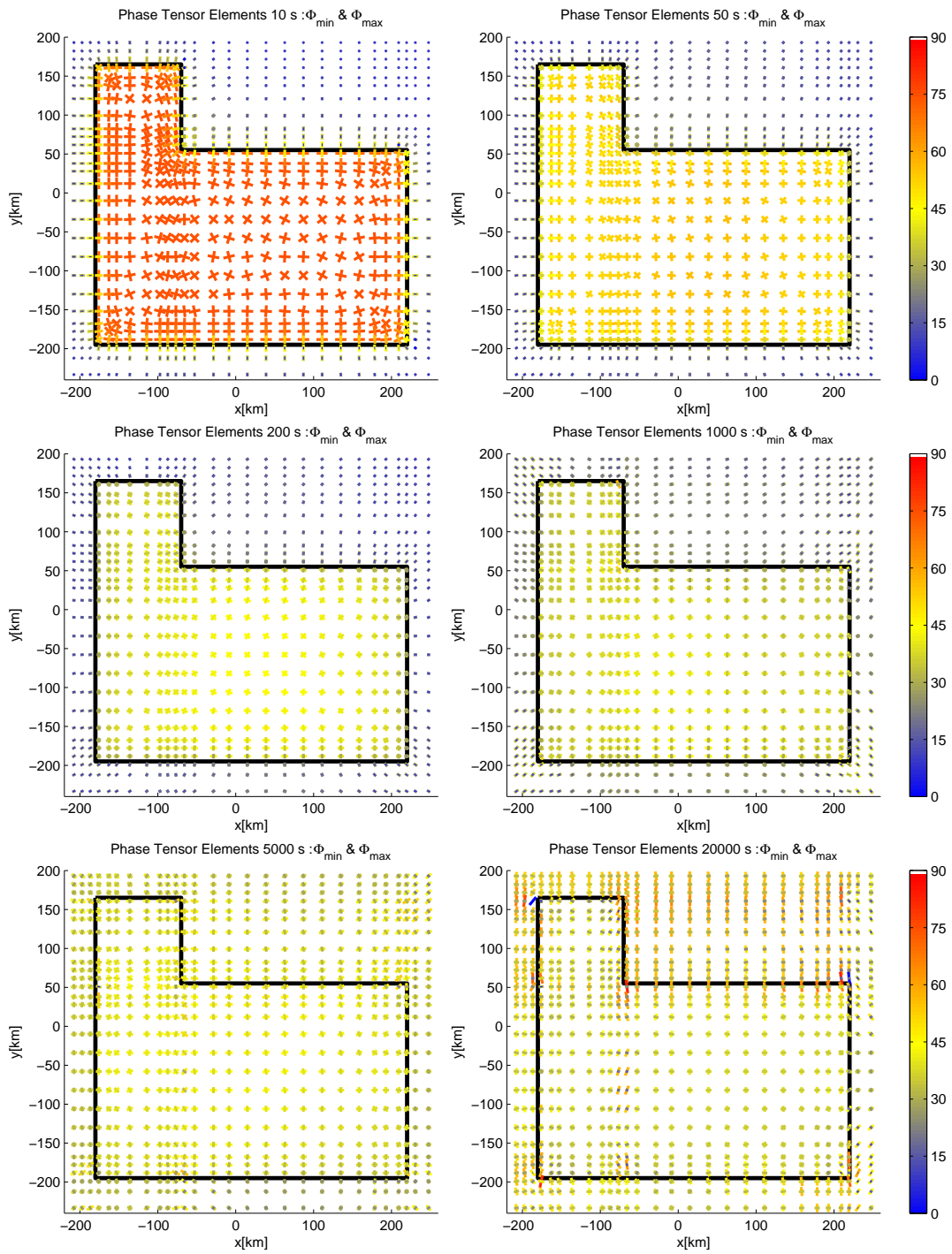


Abbildung A.28:  $\phi_{\min}$  und  $\phi_{\max}$  für Modell 135-1CC und sechs verschiedene Periodenwerte.

A.2 Phasentensoren für die 3D-Modelle ohne Plume und mit Krustenleiter

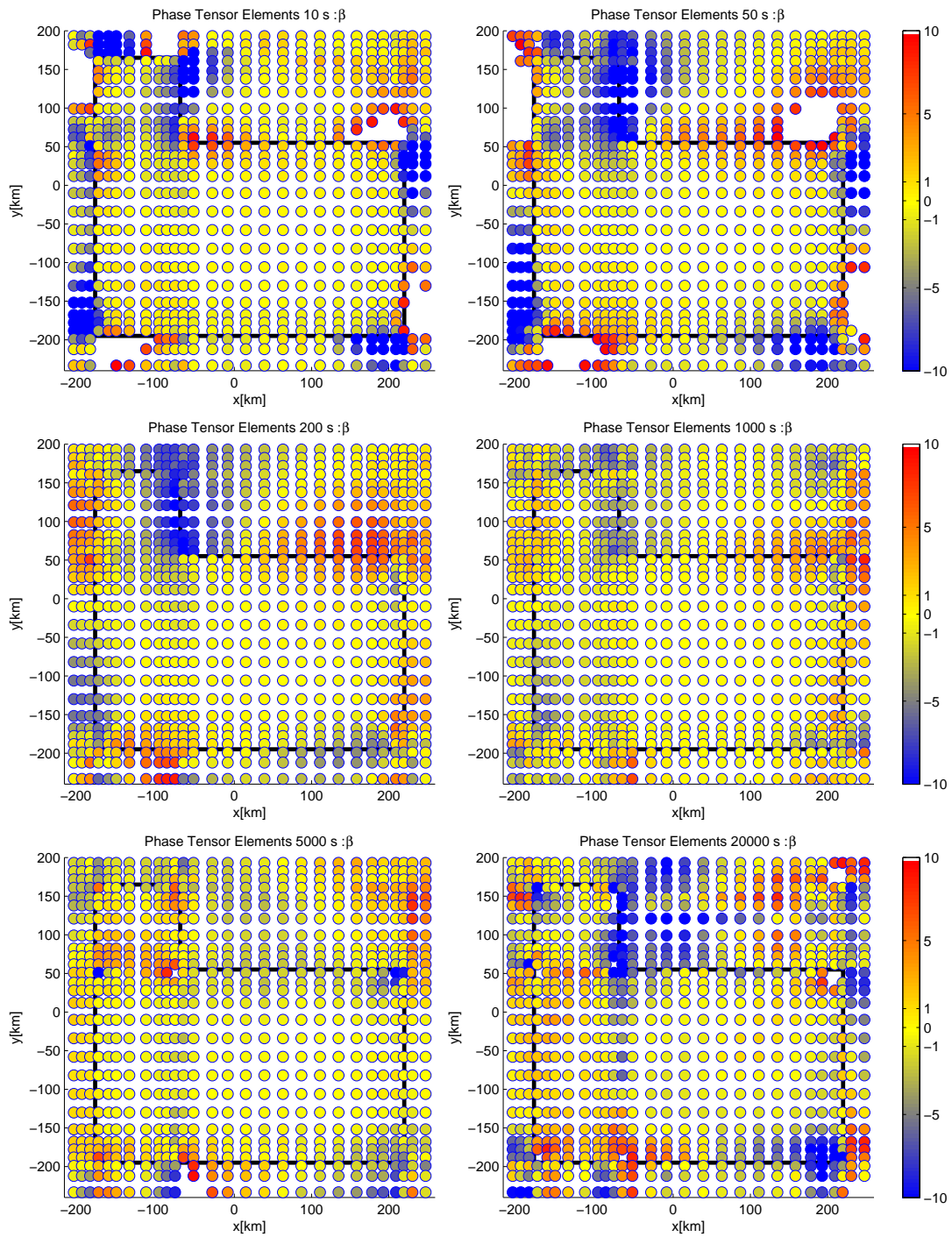


Abbildung A.29:  $\beta$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte.

A Abbildungen weiterer Modelldaten

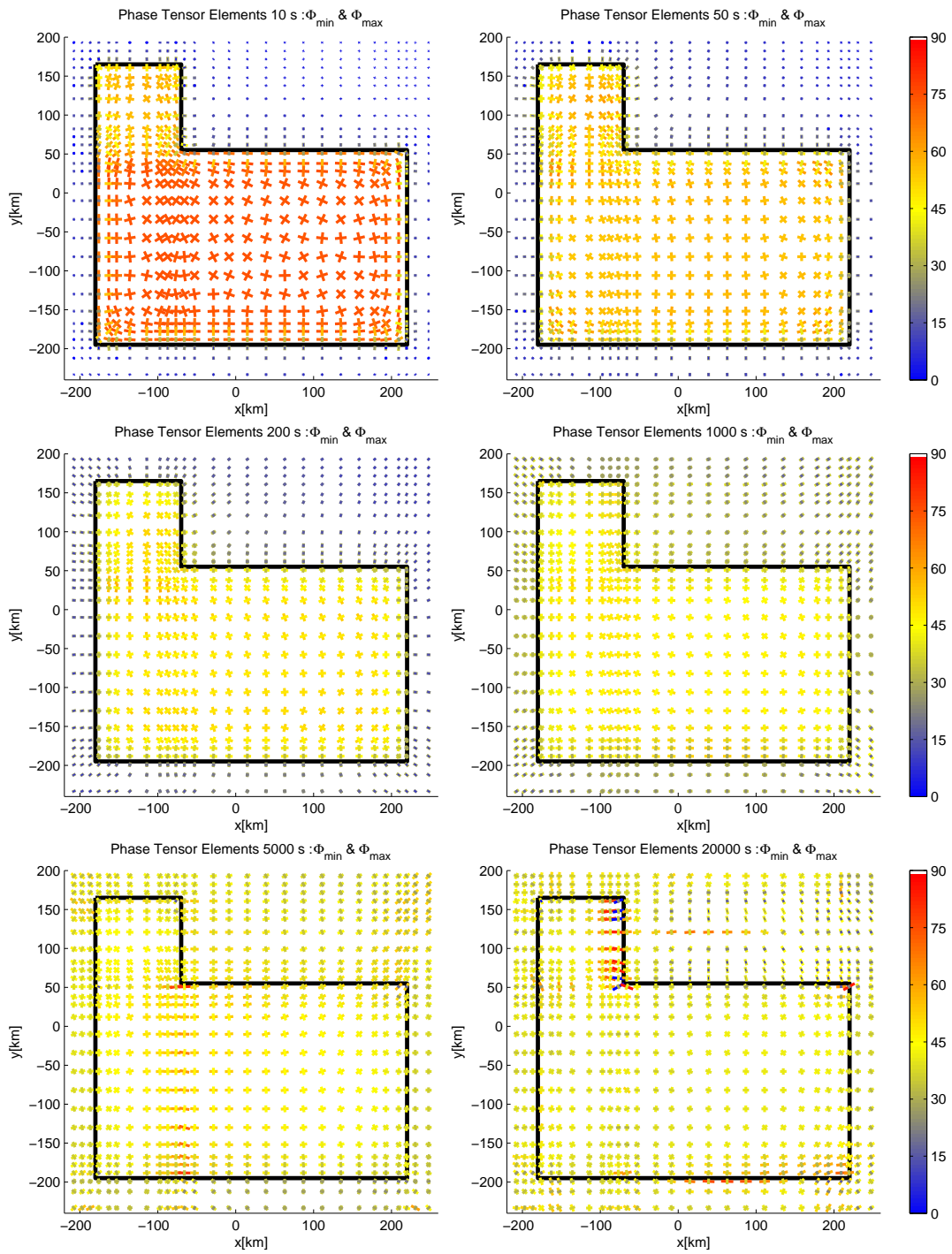


Abbildung A.30:  $\phi_{min}$  und  $\phi_{max}$  für Modell 135-1CC\_I und sechs verschiedene Periodenwerte.

## B Abbildungen weiterer Daten für Island

### B.1 Invarianten für die Profile 2 bis 4

B Abbildungen weiterer Daten für Island

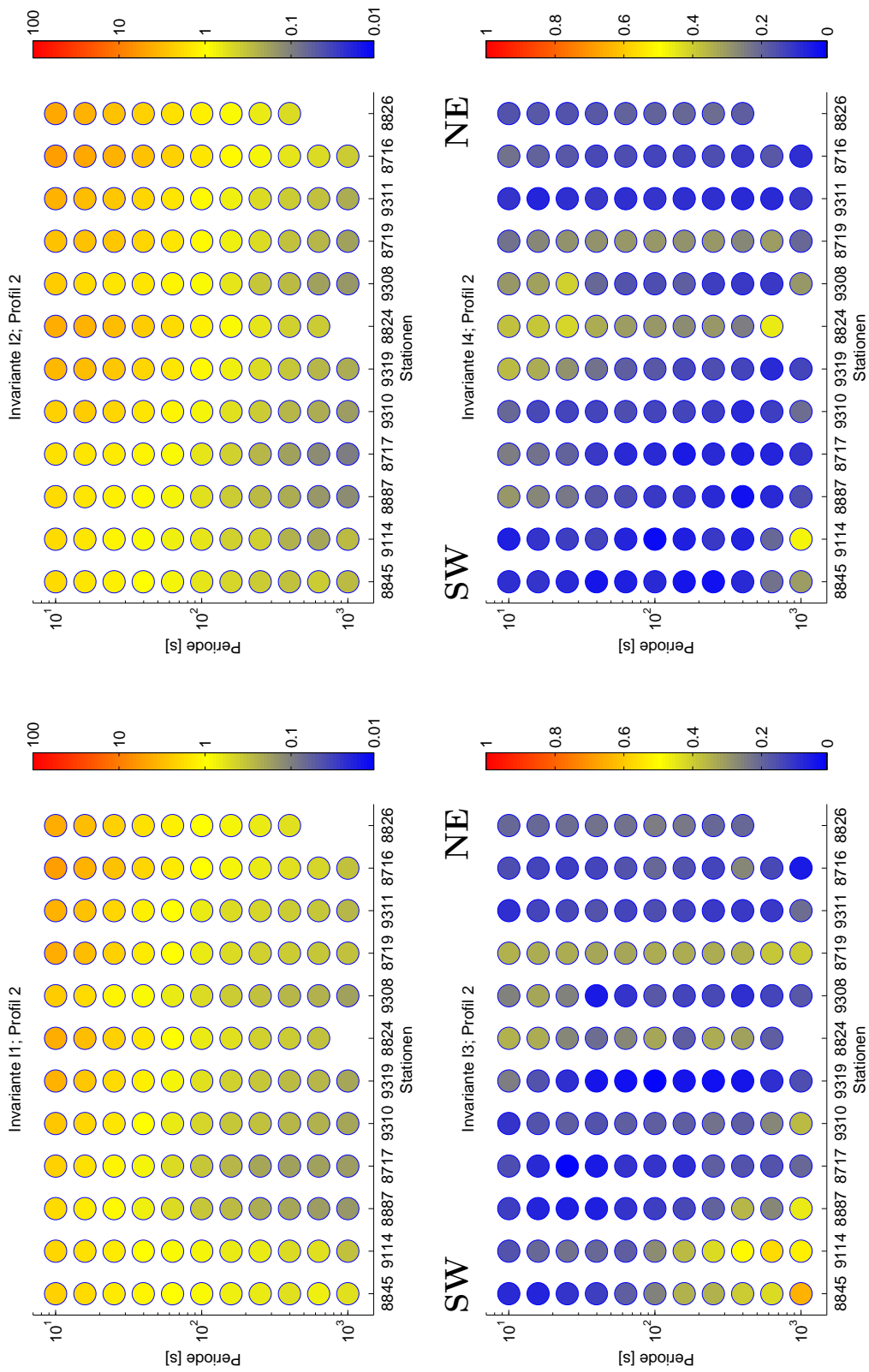


Abbildung B.1: Die Invarianten  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  und  $I_4$  für das Profil 2.

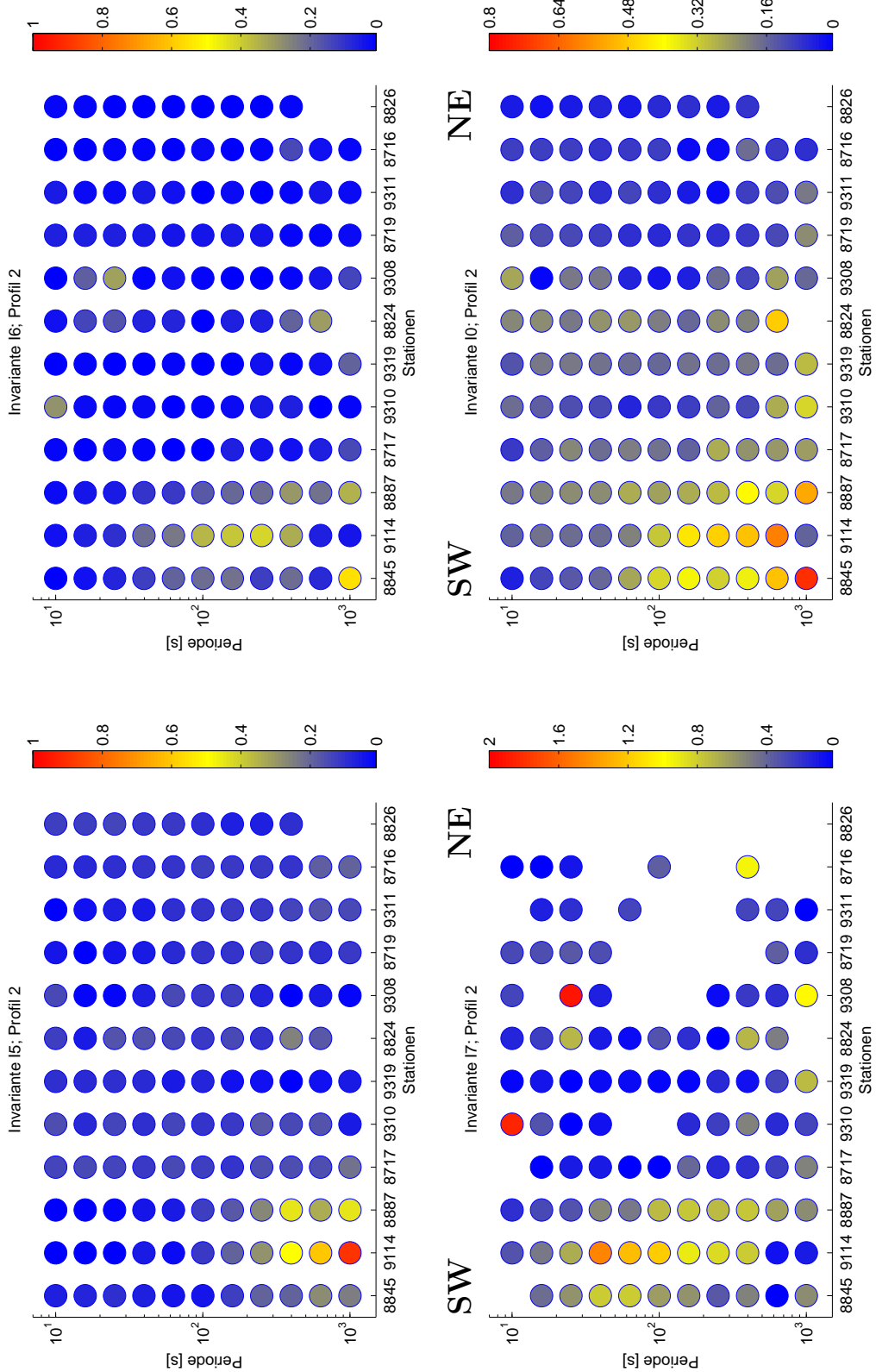


Abbildung B.2: Die Invarianten  $|I_5|$ ,  $|I_6|$ ,  $|I_7|$  und  $I_0$  für das Profil 2.

B Abbildungen weiterer Daten für Island

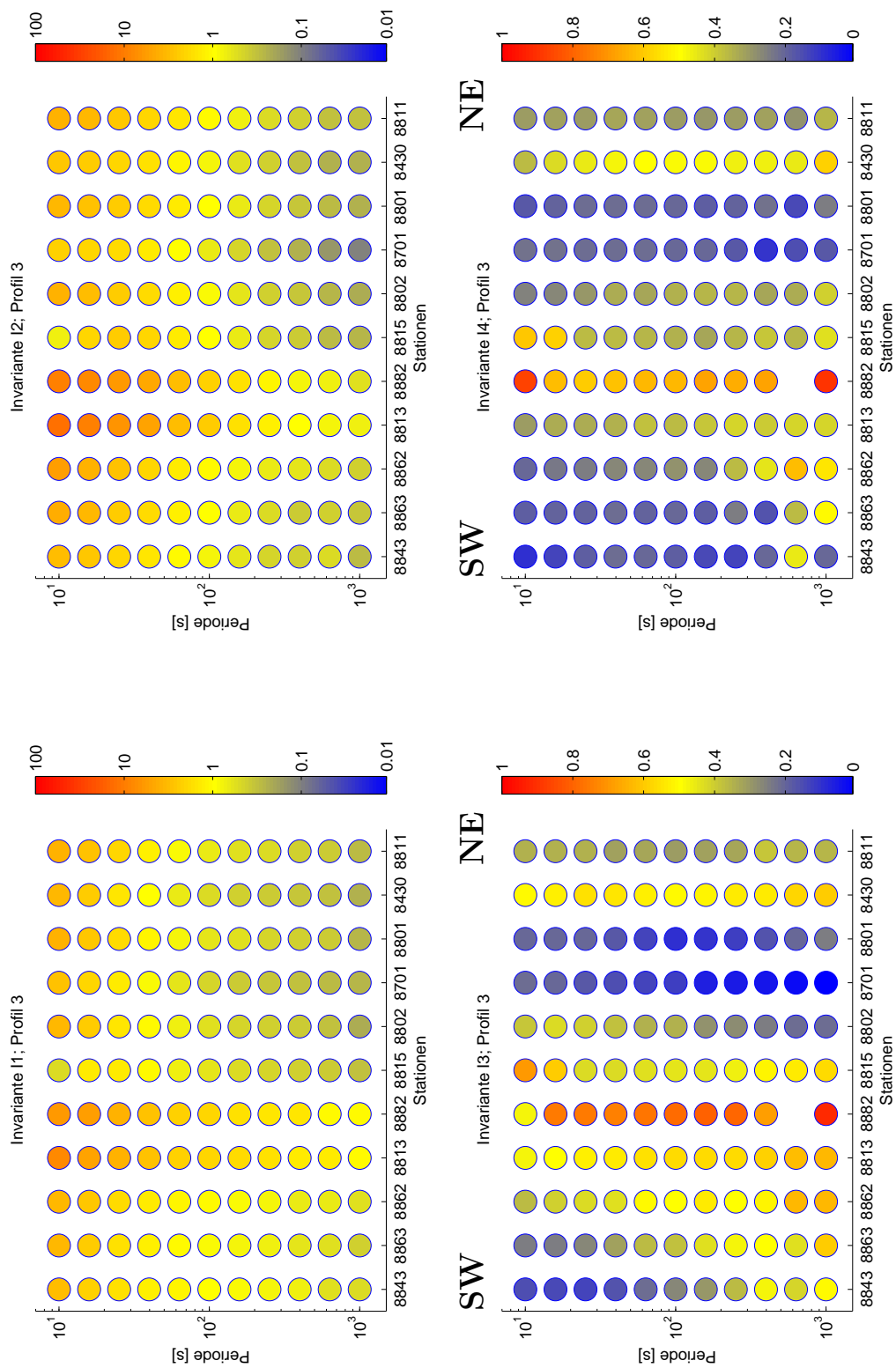


Abbildung B.3: Die Invarianten  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  und  $I_4$  für das Profil 3.



B.1 Invarianten für die Profile 2 bis 4

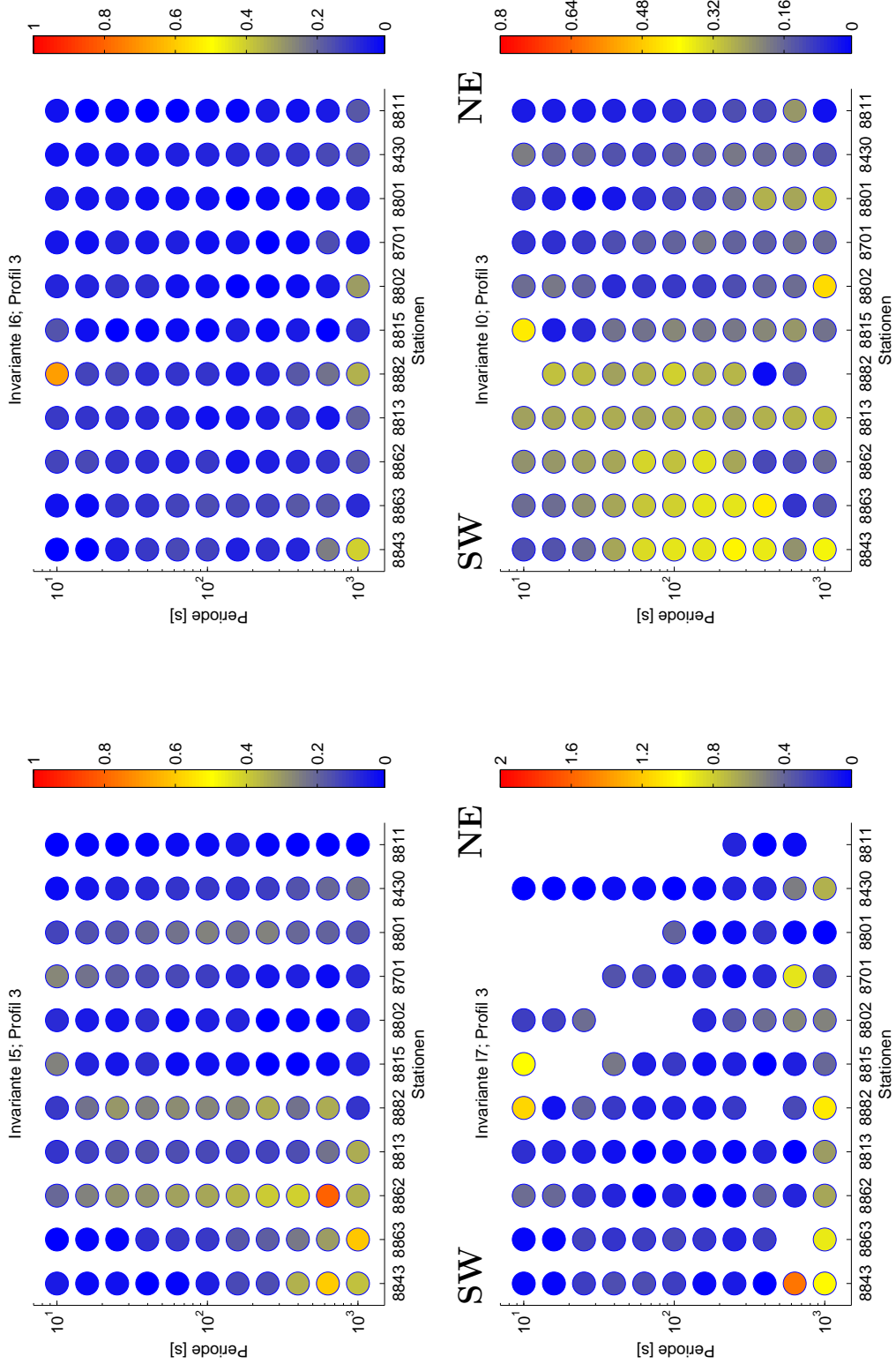


Abbildung B.4: Die Invarianten  $|I_5|$ ,  $|I_6|$ ,  $|I_7|$  und  $I_0$  für das Profil 3.

B Abbildungen weiterer Daten für Island

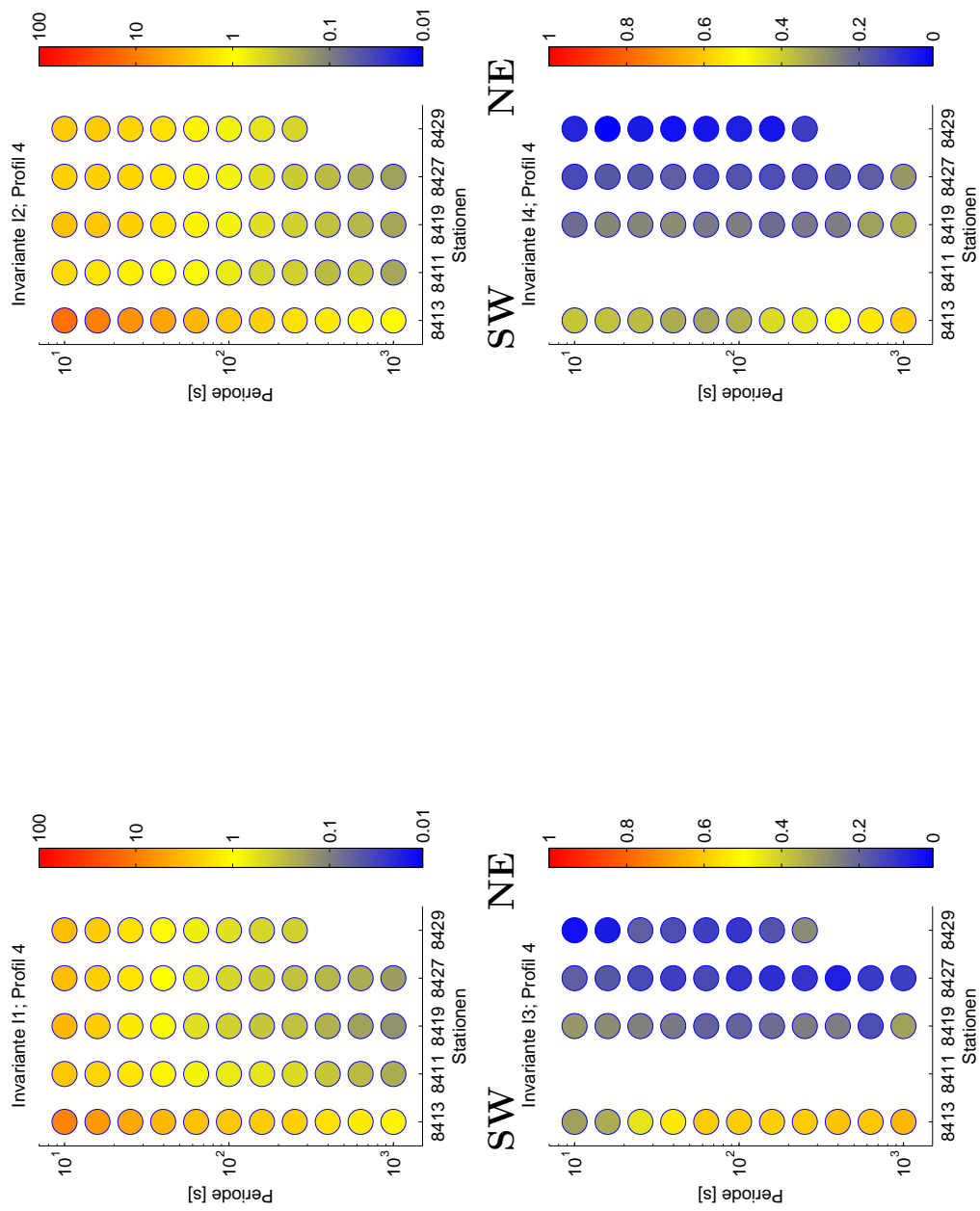


Abbildung B.5: Die Invarianten  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  und  $I_4$  für das Profil 4.

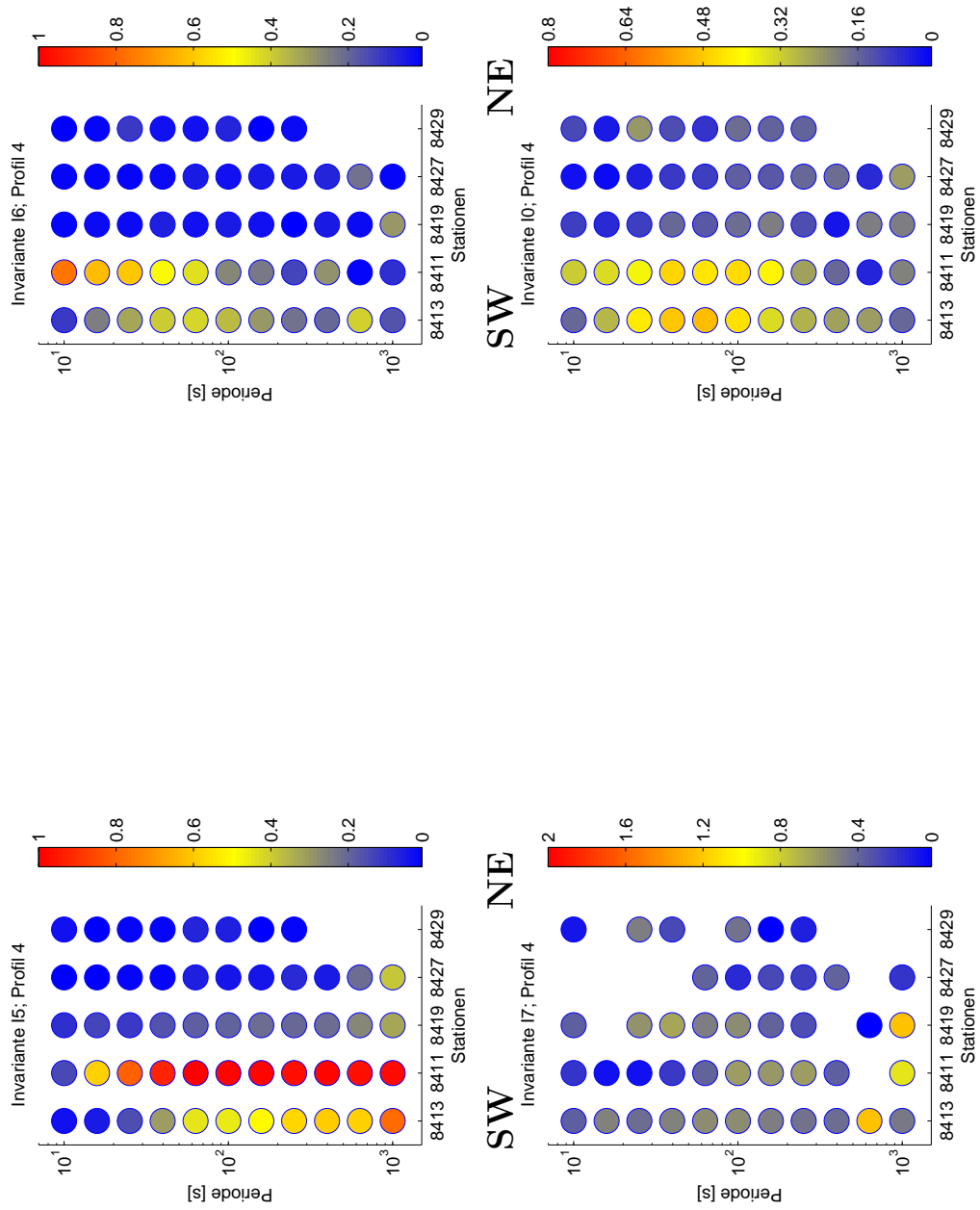


Abbildung B.6: Die Invarianten  $|I_5|$ ,  $|I_6|$ ,  $|I_7|$  und  $I_0$  für das Profil 4.

## B.2 Phasentensoren für die Profile 2 bis 4

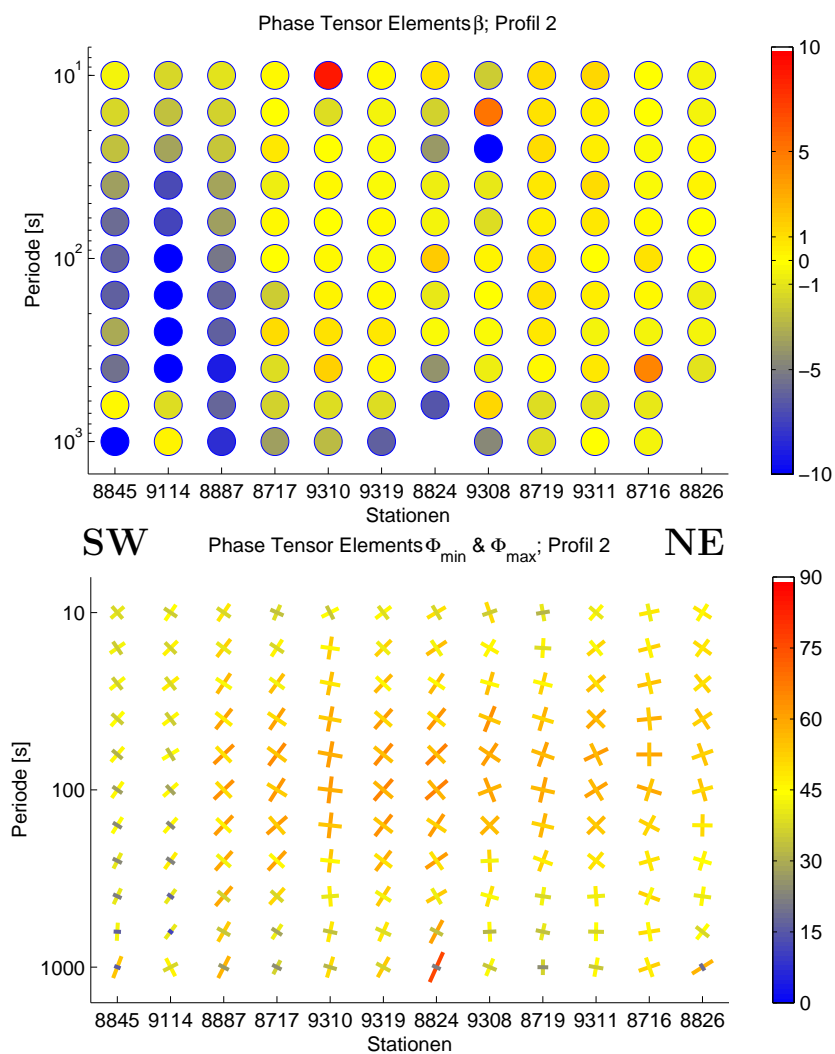


Abbildung B.7:  $\beta$  (oben) sowie  $\phi_{\min}$  und  $\phi_{\max}$  (unten) für das Profil 2.

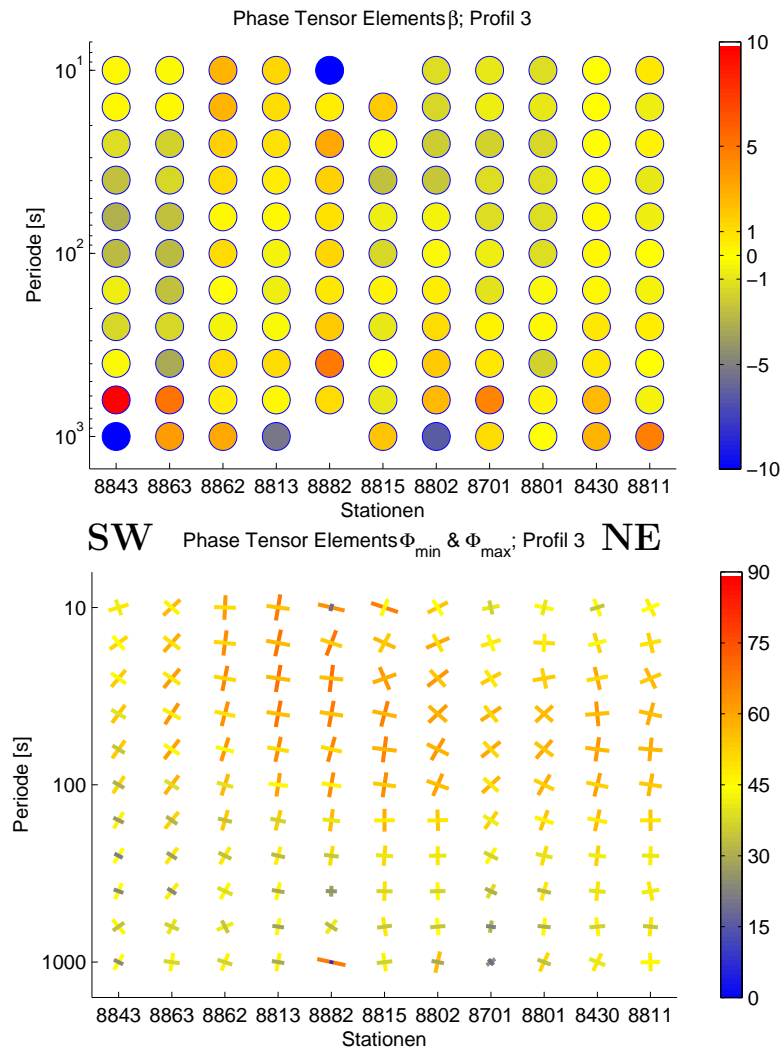


Abbildung B.8:  $\beta$  (oben) sowie  $\phi_{\min}$  und  $\phi_{\max}$  (unten) für das Profil 3.

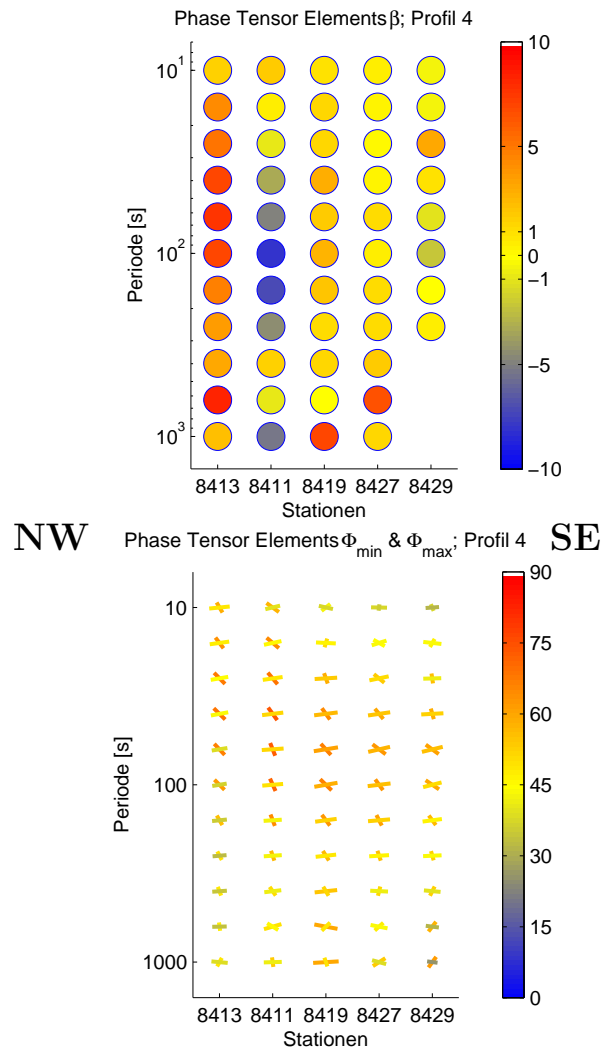


Abbildung B.9:  $\beta$  (oben) sowie  $\phi_{\min}$  und  $\phi_{\max}$  (unten) für das Profil 4.

# Literaturverzeichnis

- Allen, R. M., Nolet, G., Morgan, W. J. and Vogfjörð, K., Bergsson, B. H., Erlendsson, P., Foulger, G., Jakobsdóttir, S., Julian, B., Pritchard, M., Ragnarsson, S., & Stefansson, R., 2002. Imaging the mantle beneath Iceland using integrated seismological techniques, *J. Geophys. Res.*, **107**(12).
- Amante, C. & Eakins, B. W., 2009. ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: Procedures, Data Sources and Analysis, In: *NOAA Technical Memorandum*, NESDIS (Hrsg.), Vol. NGDC-24, Seite 19.
- Bahr, K., 1988. Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion, *J. Geophys.*, **62**, 119–127.
- Beblo, M. & Björnsson, A., 1978. Magnetotelluric investigation of the lower crust and upper mantle beneath Iceland, *J. Geophys.*, **45**, 1–16.
- Beblo, M. & Björnsson, A., 1980. A model of electrical resistivity beneath NE-Iceland, correlation with temperature, *J. Geophys.*, **47**, 184–190.
- Beblo, M., Björnsson, A., Arnason, K., Stein, B., & Wolfgram, P., 1983. Electrical conductivity beneath Iceland – constraints imposed by magnetotelluric results on temperature, partial melt, crust and mantle structure, *J. Geophys.*, **53**, 16–23.
- Berckhemer, H., Kampfmann, W., & Aulbach, E., 1982. Anelasticity and elasticity of mantle rocks near partial melting, In: *High-Pressure Researches in Geoscience*, W. Schreyer (Hrsg.), Seiten 113–132, E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, Germany.
- Berdichesky, M. N. & Dimitriev, V. I., 1976. Basic principles of interpretation of magnetotelluric sounding curves, In: *Geoelectric and Geothermal Studies: Akademi Kaido*, A. Adam (Hrsg.), Seiten 165–221, Budapest.
- Bibby, H. M., 1986. Analysis of multiple-source bipole-dipole resistivity surveys using the apparent resistivity tensor., *Geophysics*, **51**, 972–983.
- Bibby, H. M., Caldwell, T. G., & Brown, C., 2005. Determinable and non-determinable parameters of galvanic distortion in magnetotellurics, *Geophys. J. Int.*, **163**(3), 915–930.
- Bijwaard, H. & Spakman, W., 1999. Tomographic evidence for a narrow whole mantle plume below Iceland, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **166**, 121–126.
- Bjarnason, I. T. & Schmeling, H., 2009. The lithosphere and asthenosphere of the Iceland hotspot from surface waves, *Geophys. J. Int.*, **178**, 394–418.
- Bjarnason, I. T., Menke, W., Flóvenz, O. G., & Caress, D., 1993. Tomographic image of the Mid-Atlantic Plate Boundary in southwestern Iceland, *J. Geophys. Res.*, **98**(B4), 6607–6622.

- Björnsson, A., 1985. Dynamics of crustal rifting in NE Iceland, *J. Geophys. Res.*, **90**(B12).
- Björnsson, A., Eysteinsson, H., & Beblo, M., 2005. Crustal formation and magma genesis beneath Iceland: magnetotelluric constraints, In: *Plates, Plumes, and Paradigms*, G. R. Foulger, J. H. Natland, D. C. Presnall, & D. L. Anderson (Hrsg.), Vol. 388 von **GSA Special Papers**, Seiten 665–686, Geological Society of America.
- Cagniard, L., 1953. Basis theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting, *Geophysics*, **18**, 605–645.
- Caldwell, T. G., Bibby, H. M., & Brown, C., 2004. The magnetotelluric phase tensor, *Geophys. J. Int.*, **158**(2), 457–469.
- Constable, S., Shankland, T. J., & Duba, A., 1992. The electrical conductivity of an isotropic olivine mantle, *J. Geophys. Res.*, **91**(B3), 3397–3404.
- Darbyshire, F. A., White, R. S., & Priestley, K. F., 2000a. Structure of the crust and uppermost mantle of Iceland from a combined seismic and gravity study, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **181**, 409–428.
- Darbyshire, F. A., Priestley, K. F., White, R. S., Stefánsson, R., Gudmundsson, G. B., & Jakobsdóttir, S. S., 2000b. Crustal structure of central and northern Iceland from analysis of teleseismic receiver functions, *Geophys. J. Int.*, **143**, 163–184.
- Eysteinsson, H., 1992. Magnetotelluric measurements in Southwest Iceland, In: *Physics in Iceland*, Nr. VI, Seiten 105–116, Physical Society of Iceland, Reykjavik, Iceland.
- Eysteinsson, H. & Hermance, J. F., 1985. Magnetotelluric measurements across the eastern neovolcanic zone in South Iceland, *J. Geophys. Res.*, **90**, 10093–10103.
- Foulger, G. R., Pritchard, M. J., Julian, J. R., Evans, B. R., Allen, R. M., Nolet, G., Morgan, W. J., Bergsson, B. H., Erlendsson, P., Jakobsdóttir, S., Ragnarsson, S., Stefánsson, R., & Vogfjörð, K., 2001. Seismic tomography shows that upwelling beneath Iceland is confined to the upper mantle, *Geophys. J. Int.*, **146**(2), 504–530.
- Foulger, G. R., Du, Z., & Julian, B. R., 2003. Icelandic-type crust, *Geophys. J. Int.*, **155**, 567–590.
- Friedrichs, B., 1998. *Aktive Audio-Magnetotellurik zur Erzprospektion am Beispiel der Pyrit-Lagerstätte Aguas Teñidas Este in Spanien*, Dissertation, Universität Göttingen.
- Gudmundsson, A., 2000. DYNAMICS OF VOLCANIC SYSTEMS IN ICELAND: Example of Tectonism and Volcanism at Juxtaposed Hot Spot and Mid-Ocean Ridge Systems, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **28**, 107–140.
- Haak, V., 1982. Elektrische Leitfähigkeit von Mineralen und Gesteinen bei hohen Temperaturen und Drucken, In: *Physikalische Eigenschaften der Gesteine, LANDOLT-BÖRNSTEIN (Neue Serie)*, G. Angenheister (Hrsg.), Vol. V/1b, Seiten 291–307, Springer, Berlin.



- Haak, V. & Damaske, D., 1980. Erste Ergebnisse aus den langperiodischen Magnetotellurik-Messungen in Island, In: *Kolloquium Elektromagnetische Tiefenfor-schung*, Seiten 61–67, Berlin-Lichtenrade.
- Hashin, Z. & Shtrikman, S., 1963. A variational approach to the theory of the elastic behaviour of multiphase materials, *J. Mech. Phys. Solids*, **11**, 127–140.
- Heinert, M., 2009. *Systemanalyse der seismisch bedingten Kinematik Islands*, Dissertation, Technische Universität Braunschweig.
- Hersir, G. P., Björnsson, A., & Pedersen, L. B., 1984. Magnetotelluric survey across the active spreading zone in southwest Iceland, *J. Volc. Geoth. Res.*, **20**, 253–265.
- Häuserer, M., 2010. *Magnetotellurik in der Rwenzori Region im Westen Ugandas: Ein anisotropes 3D Modell*, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.
- Jordan, T. H., 1979. Mineralogies, densities and seismic velocities of garnet lherzolites and their geophysical implications, In: *The mantle Sample: Inclusions in Kimberlites and other Volcanics*, F. Boyd & O. Meyer (Hrsg.), Seiten 1–14, American Geophysical Union, Washington.
- Junge, A., 1993. Induzierte erdelektrische Felder – neue Beobachtungen in Norddeutschland und im Bramwald, Habilitationsschrift, Universität Göttingen, Fachbereich Physik.
- Kaban, M. K., Flóvenz, O. G., & Pálmason, G., 2002. Nature of the crust-mantle transition zone and the thermal state of the upper mantle beneath iceland from gravity modelling, *Geophys. J. Int.*, **149**, 281–299.
- Krajew, A. P., 1957. *Grundlagen der Geoelektrik*, VEB Verlag Technik, Berlin.
- Kreutzmann, A. & Junge, A., 2002. On the determination of the electrical 3-D conductivity distribution beneath Iceland with long-period magnetotellurics, In: *Three-Dimensional Electromagnetics: Proceedings of the Second International Symposium*, M. S. Zhdanov & P. E. Wannamaker (Hrsg.), Vol. 35 von **Methods in Geochemistry and Geophysics**, Seiten 251–258, ELSEVIER.
- Kreutzmann, A., Schmeling, H., Junge, A., Ruedas, T., Marquart, G., & Bjarnason, I. T., 2004. Temperature and melting of a ridge-centered plume with application to Iceland. Part II: Prediction for electromagnetic and seismic observables, *Geophys. J. Int.*, **159**, 1097–1111.
- Kumar, P., Kind, R., Priestley, K., & Dahl-Jensen, T., 2007. Crustal structure of iceland and greenland from receiver function studies, *J. Geophys. Res.*, **112**(B03301), 19 PP.
- König, M., 1999. *Langzeitbeobachtung erdelektrischer und erdmagnetischer Felder in Island*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Larsen, J. C., 1977. Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves, *Acta Geodaet.*, **12**, 183–186.

- Mackie, R. L. & Booker, J., 1999. *Documentation for mtd3fwd and d3\_to\_mt*, GSY-USA, Inc., 2261 Market St., Suite 643, San Francisco, CA 94114, User Documentation.
- Mackie, R. L., Madden, T. R., & Wannamaker, P., 1993. Threedimensional magnetotelluric modeling using difference equations - theory and comparisons to integral equation solutions, *Geophysics*, **58**, 215–226.
- Mackie, R. L., Smith, J. T., & Madden, T. R., 1994. Three-dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations: the magnetotelluric example, *Radio Sci.*, **29**, 923–935.
- Madden, T. R., 1976. Random networks and mixing laws, *Geophysics*, **41**, 1104–1125.
- Marquart, G. & Schmeling, H., 2004. A dynamic model for the Iceland Plume and the North Atlantic based on tomography and gravity data, *Geophys. J. Int.*, **159**, 40–52.
- Maumus, J., Bagdassarov, N., & Schmeling, H., 2004. Electrical conductivity and partial melting of mafic rocks under pressure, *Geochim. Cosmochim. Acta*, submitted.
- McKenzie, D. & Bickle, M. J., 1988. The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere, *J. Petrol.*, **29**(3), 625–679.
- McNeice, G. W. & Jones, A. G., 2001. Multisite, multifrequency tensor decomposition of magnetotelluric data, *Geophysics*, **66**, 158–173.
- Pálmason, G., 2009. Kinematics and Heat Flow in a Volcanic Rift Zone, with Application to Iceland, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **33**(4), 451–481.
- Parker, R. L., 1980. The inverse problem of electromagnetic induction: Existence and construction of solutions based on incomplete data, *J. Geophys. Res.*, **85**, 4421–4428.
- Parker, R. L. & Booker, J. R., 1996. Optimal one-dimensional inversion and bounding of magnetotelluric apparent resistivity and phase measurements, *Phys. Earth Planet. Int.*, **98**, 269–282.
- Peter, C., 1994. *Elektrische Leitfähigkeitsmodelle der Erdkruste in Südhannover, Nordhessen und im westlichen Thüringen, abgeleitet aus der elektromagnetischen Induktion durch natürliche Felder*, Dissertation, Universität Göttingen.
- Rhodes, M. & Davies, J. H., 2001. Tomographic imaging of multiple mantle plumes in the uppermost lower mantle, *Geophys. J. Int.*, **147**, 88–92.
- Riedel, E. & Janiak, C., 2011. *Anorganische Chemie*, De Gruyter, Berlin.
- Ritsema, J., van Heijst, H. J., & Woodhouse, J. H., 1999. Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland, *Science*, **286**, 1925–1928.
- Ritter, O., 1995. *An audiomagnetotelluric investigation of the Southern Upland Fault: novel instrumentation, field procedures and 3D modelling*, Dissertation, University of Edinburgh.

- Roberts, J. J. & Tyburczy, J. A., 1999. Partial-melt electrical conductivity: influence of melt compositions, *J. Geophys. Res.*, **104**, 7055–7065.
- Rodi, W. & Mackie, R. L., 2001. Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion, *Geophysics*, **66**, 174–187.
- Ruedas, T., Schmeling, H., Marquart, G., Kreutzmann, A., & Junge, A., 2004. Temperature and melting of a ridge-centered plume with application to Iceland, Part I: Dynamics and crust production, *Geophys. J. Int.*, **158**, 729–743.
- Salat, C., 2002. *Bearbeitung von Magnetotellurik-Daten aus Langzeitmessungen auf Island*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Schmeling, H., 1986. Numerical models on the influence of partial melt on elastic, anelastic, and electric properties of rocks. Part II: electrical conductivity, *Phys. Earth Planet. Int.*, **43**, 123–136.
- Schmucker, U., 1970. Anomalies of Geomagnetic Variations in the Southwestern United States.
- Shankland, T. J. & Waff, H. S., 1977. Partial melting and electrical conductivity anomalies in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5409–5417.
- Sims, W. E., Bostick, F. X., & Smith, H. W., 1971. The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data, *Geophysics*, **36**, 938–942.
- Telford, W. M., Geldart, L. P., & Sheriff, R. E., 1994. *Applied Geophysics - Second Edition*, Cambridge University Press, The Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge CB2 1RP.
- Tyburczy, K. A. & Fisler, D. K., 1995. Electrical properties of minerals and melts, In: *Mineral Physics and Crystallography*, T. Ahrens (Hrsg.), AGU Reference Shelf 2, Seiten 185–208, American Geophysical Union, Washington.
- Tyburczy, K. A. & Waff, H. S., 1983. Electrical conductivity of molten basalt and andesite to 25 kilobars pressure: Geophysical significance and implications for charge transport and melt structure, *J. Geophys. Res.*, **88**, 2413–2430.
- Vogel, H., 1995. *Gerthsen Physik*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Waff, H. S. & Weill, D. F., 1975. Electrical conductivity of magmatic liquids; effects of temperature, oxygen fugacity and composition, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **28**, 254–260.
- Weaver, J., Agarwal, A., & Lilley, F., 2000. Characterization of the magnetotelluric tensor in terms of its invariants, *Geophys. J. Int.*, **141**, 321–336.
- Weaver, J. T., Agarwal, A. K., & Lilley, F. E. M., 2006. The relationship between the magnetotelluric invariants and the phase tensor of Caldwell, Bibby, and Brown, *Exploration Geophysics*, **37**(3), 261–267.
- Weckmann, U., 1999. *Magnetotellurische Messungen im nördlichen Spessart*, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.

## *Literaturverzeichnis*

- Wiese, H., 1962. Geomagnetische Tiefentellurik Teil II: Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstands, erschlossen aus geomagnetischen Variationen, *Geofis. Pura e Appl.*, **52**, 83–103.
- Wolfe, C. J., Bjarnason, I. T., VanDecar, J. C., & Solomon, S., 1997. Seismic structure of the Iceland mantle plume, *Nature*, **385**(5727), 245–247.
- Worczewski, T., 2006. *Untersuchung der Dimensionalität von magnetotellurischen Daten: Mohrkreise und Rotationsinvarianten*, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin.