

Aus dem Institut für Physik, Lehrstuhl für Nichtlineare Dynamik
der Universität Potsdam

Erdbeben und selbstorganisierte Kritizität

Modellierung der raumzeitlichen Erdbebendynamik

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
in der Wissenschaftsdisziplin Nichtlineare Dynamik

eingereicht an der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von
Sebastian Hainzl
geboren am 2. Oktober 1966
in Freiburg

Potsdam, im November 1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Empirisches Wissen	7
2.1	Das Gutenberg-Richter-Gesetz	7
2.2	Die raumzeitlichen Charakteristiken von Erdbeben	9
2.2.1	Nachbeben	11
2.2.2	Vorbeben	12
2.2.3	Schwärme	13
2.2.4	Seismische Ruhe	13
2.2.5	Beispiel: Das Spitak-Erdbeben in Armenien	13
3	Bekannte Erdbebenmodelle	16
3.1	Das Konzept der selbstorganisierten Kritizität	16
3.2	Erdbebenmodelle mit Haft-Gleit-Verhalten	20
3.2.1	Massive Feder-Block-Modelle	20
3.2.2	Masselose Feder-Block-Modelle	22
3.3	Modifizierte Mechanismen	25
3.4	Zusammenfassung	29
4	Relaxationsmodell	31
4.1	Das Modell	31
4.1.1	Lineare viskoelastische Körper	32
4.1.2	Das untersuchte Modell	34
	Erdbeben als gekoppelte Abbildungsgitter	37
	Modellalgorithmus	38
4.2	Simulationen des Modells	40
4.2.1	Beispiel eines abhängigen Erdbebens	40
4.2.2	Gutenberg-Richter-Gesetz	41
4.2.3	Raumzeitliche Dynamik	42
	Vor- und Nachbeben	43
	Seismische Ruhe	47
	Potenzgesetz für die Wartezeiten	50
	Beispiele einzelner Sequenzen	52

4.2.4	Abhängigkeit von den Parametern	57
4.3	Diskussion des Modells	59
4.3.1	Andere Relaxationsmechanismen	59
4.3.2	Einfluß von Rauschen	61
4.3.3	Einfluß von Randbedingungen und Heterogenitäten	62
4.3.4	Einordnung des Modells	62
4.4	Test auf nichtlinearen Determinismus	63
4.4.1	Die Methode	64
4.4.2	Anwendung auf Modelldaten	65
4.4.3	Anwendung auf einen realen Erdbebenkatalog	67
4.4.4	Schlußfolgerungen	69
4.5	Zusammenfassung	70
5	Vorhersagbarkeit großer Erdbeben	72
5.1	Vorhersagbarkeit im Modell	73
	Korrelationen zwischen dem Ladungszustand und Hauptbeben . . .	73
	Korrelationen zwischen seismischen Ruhephasen und Hauptbeben .	75
5.2	Vorhersagbarkeit in Armenien	78
5.3	Zusammenfassung und Diskussion	80
6	Zusammenfassung und Ausblick	82
	Literaturverzeichnis	87

Einleitung

Die Vorhersage von Erdbeben wird seit langer Zeit als ein „heiliger Gral der Geophysik“ [Main 1996] angesehen. Nach jahrzehntelangen, meist erfolglosen Versuchen wird die Möglichkeit einer Erdbebenvorhersage derzeit generell in Frage gestellt. Die These einer inhärenten Unvorhersagbarkeit wird vorwiegend aus der Annahme abgeleitet, daß sich die Erdkruste in einem selbstorganisierten kritischen Zustand befindet, in dem kleinste Veränderungen große Erdbeben auslösen können [Main 1996; Geller *et al.* 1997a, 1997b; Kagan 1997]. Diese Annahme basiert auf Untersuchungen einfacher Erdbebenmodelle, die mit Hilfe des Konzepts der selbstorganisierten Kritizität beschrieben werden [Bak *et al.* 1987]. Die untersuchten Modelle geben die beobachtete Verteilung der Erdbebenstärken, aber nicht die dynamischen Eigenschaften der Erdbeben wieder. Somit bleiben die daraus gezogenen Schlußfolgerungen zweifelhaft. Das Interesse der vorliegenden Arbeit richtet sich deshalb auf die Fragen:

- (1) Können die raumzeitlichen Charakteristiken der Erdbeben mit Modellen, welche die Eigenschaft der selbstorganisierten Kritizität zeigen, beschrieben werden?
- (2) Kann für entsprechende synthetische Erdbebenkataloge eine grundsätzliche Unvorhersagbarkeit der Erdbeben bestätigt werden?

Im folgenden werden die zugrundeliegenden Phänomene und Probleme näher erläutert.

Selbstorganisation in komplexen Systemen

Die Entstehung von makroskopischen Strukturen in komplexen Systemen kann mit Hilfe der Theorie nichtlinearer dynamischer Systeme beschrieben werden [Nicolis & Prigogine 1989]. In vielen hochdimensionalen, nichtlinearen Systemen, die sich aufgrund eines äußeren Antriebs fernab von ihrem thermodynamischen Gleichgewichtszustand befinden, bilden sich spontan räumliche und zeitliche Muster [Nicolis 1989]. Diese Selbstorganisation geordneter Strukturen in einem komplexen System ist nur dann möglich, wenn das System Entropie exportieren kann [Ebeling & Feistel 1994]. Da Entropie ein Maß für den Wert von Energie ist, kann ein System genau dann Entropie exportieren, wenn hochwertige Energie (Wärme hoher Temperaturen, Elektrizität, mechanische Arbeit) zugeführt und geringwertige Energie (Wärme niedriger Temperatur) entzogen wird. Auf der mikroskopischen Ebene kann die Selbstorganisation mit Hilfe des Prinzips der „Versklavung“ von Freiheitsgraden ansatzweise verstanden werden [Haken 1988]. Ein Beispiel für ein selbstorganisiertes Muster sind die stabilen Konvektionsrollen, die sich in geheizten Flüssigkeiten bilden [Nicolis 1989]. Das räumliche Muster ist in diesem Fall durch gleich große Konvektionszellen, also durch eine charakteristische Längenskala, geprägt.

Skaleninvariantes Verhalten

Die räumlichen Strukturen physikalischer Systeme können nicht immer durch eine oder mehrere charakteristische Raumlängen gekennzeichnet werden. Dies gilt z.B. für turbulente Flüssigkeiten, in denen Wirbelbewegungen in allen Größenordnungen auftreten. Die Struktureigenschaften sind dabei häufig skaleninvariant, d.h. bei beliebiger Vergrößerung oder Verkleinerung des betrachteten Ausschnitts bleiben die Muster gleich. Zählt man in einem solchen System die Anzahl N der Objekte (z.B. Wirbel) mit einer bestimmten Ausdehnung A , so drückt sich die Eigenschaft der Skaleninvarianz durch ein Potenzgesetz $N(A) \sim A^{-D}$ aus [Mandelbrot 1983]. Der Exponent D gibt dabei die fraktale Dimension des Systems an. Beispiele für natürliche Systeme, die skaleninvariantes Verhalten über einige Größenordnungen zeigen, sind die Verteilungen der Galaxien, Küstenlinien, Höhenlinien und Flußsysteme [Mandelbrot 1983; Turcotte 1997].

Skaleninvariantes Verhalten wird in thermodynamischen Systemen beobachtet, die sich in der Nähe eines kritischen Punktes befinden [Ma 1976; Bruce & Wallace 1989]. Kritische Punkte bezeichnen den Phasenübergang zwischen einem geordneten und einem ungeordneten Gleichgewichtszustand, z.B. den Übergang zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase am Siedepunkt. Ein anderes Beispiel ist das Verhalten ferromagnetischer Materialien unter Einfluß eines externen Magnetfeldes: Die Curie-Temperatur ist der kritische Punkt eines Phasenübergangs zwischen einem geordneten, durch Spin-Spin-Wechselwirkungen dominierten Zustand bei niedrigeren Temperaturen und einem ungeordneten, durch thermische Fluktuationen geprägten Zustand bei höheren Temperaturen. Im kritischen Punkt herrscht ein Gleichgewicht zwischen diesen beiden Zuständen. Mit Hilfe des Ising-Modells kann dieses Phänomen beschrieben werden [Bruce & Wallace 1989]. Bei der Curie-Temperatur entwickeln sich spontan magnetisch ausgerichtete Domänen, deren Größenverteilung einem Potenzgesetz folgt. Im kritischen Punkt existieren somit keine charakteristischen Längenskalen.

Selbstorganisierte Kritizität

In ihrem Gleichgewichtszustand zeigen thermodynamische Systeme nur für ganz bestimmte Parameterwerte (z.B. der Temperatur) kritisches, d.h. skaleninvariantes Verhalten; für alle anderen Parameterwerte gilt dies nicht. Einige komplexe physikalische Systeme, die sich fernab von ihrem thermodynamischen Gleichgewichtszustand befinden, organisieren sich selbständig in die Nähe eines kritischen Punktes, wo sie, abgesehen von dynamischen Fluktuationen, bleiben. Dieser Zustand wird unabhängig von der Wahl der Parameter und Anfangsbedingungen erreicht. Bak, Tang und Wiesenfeld [1987, 1988a, 1988b] illustrieren das Konzept der selbstorganisierten Kritizität anhand eines Sandhaufenmodells: Man stelle sich einen Sandhaufen vor, auf den regelmäßig Sandkörner fallen. Überschreitet die Steigung des Haufens an einer Stelle einen kritischen Winkel, dann rutscht ein Sandkorn ab. Das abgerutschte Sandkorn ändert in seiner Umgebung die Kontur des Sandhaufens und kann daher weitere Abrutschungen, d.h. eine Sandlawine, auslösen. Die Dynamik wird durch einen positiven, nichtlinearen Rückkopplungsmechanismus beschrieben, in dem Nichtlinearitäten aufgrund des Schwellencharakters des Winkels und in Form der lokalen, nur direkte Nachbarn betreffenden Wechselwirkungen auftreten [Main 1996]. Der Sandhaufen organisiert sich unter fortlaufendem Auftreten von Sandlawinen selbständig in einen

stationären, kritischen Zustand. In diesem Zustand schwankt die Neigung des Sandhaufens um einen konstanten Winkel und die Verteilung der Lawinengrößen ist durch ein Potenzgesetz gekennzeichnet. Kleine Veränderungen des Sandhaufens können dann große Sandlawinen auslösen. Experimente mit langgestreckten Reiskörnern bestätigen die Modellergebnisse, während sich im Fall runder Reiskörner eine exponentielle Verteilung der Lawinengrößen herausbildet [Frette *et al.* 1995]. Das Konzept der selbstorganisierten Kritizität wurde unter anderem zur Beschreibung von Ökosystemen, Waldbränden, Evolution, Wertpapiermärkten und Bergstürzen verwendet. Das meist diskutierte Anwendungsgebiet ist aber die Dynamik von Erdbeben [Bak 1996].

Seismizität in Erdbebenzonen

Erdbeben sind das Ergebnis geodynamischer Prozesse: Die Abkühlung der Erde führt zu Konvektionsbewegungen im Mantel, die zu einer Verschiebung lithosphäerer (kontinentaler und ozeanischer) Platten führen. Die unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Bewegungsrichtungen der einzelnen Platten führen an den Plattengrenzen zu starken Spannungen, die unter anderem für die Auffaltung von Gebirgen verantwortlich sind. Diese Spannungen bauen sich durch Erdbeben ab. Erdbeben finden unregelmäßig und mit unterschiedlichen Stärken (Magnituden) statt: Angefangen von kleinsten Bodenunruhen, die nur mit empfindlichen seismologischen Meßgeräten nachweisbar sind, bis hin zu Erschütterungen, die Gebäude aller Art zum Einsturz bringen können. Wann und wo Erdbeben auftreten, ist aufgrund der komplexen Vorgänge an den Plattenrändern selten abschätzbar. Viele geophysikalische Prozesse, wie seismische Wellen, aseismisches Kriechen, Spannungskorrosion und Diffusion von Porenflüssigkeiten, finden in den Erdbebengebieten auf unterschiedlichen Zeit- und Raumskalen statt. Zusätzlich beeinflussen geologische Formationen und langreichweitige Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Bruchzonen (Verwerfungen) die Dynamik.

Trotz dieser Komplexität treten Erdbeben nicht zusammenhanglos auf. So wird die Verteilung der Magnituden durch das bekannte Gutenberg-Richter-Gesetz [Gutenberg & Richter 1956] beschrieben, welches sich auch als Potenzgesetz für die Größenverteilung der Bruchflächen formulieren läßt. Die Verteilung der Erdbebengrößen stimmt somit qualitativ mit derjenigen der Lawinengrößen im einfachen Sandhaufenmodell überein [Bak *et al.* 1987, 1988a]. Neben der Größenverteilung ist auch das raumzeitliche Auftreten der Erdbeben durch Gesetzmäßigkeiten gekennzeichnet. So werden im Zusammenhang mit großen Erdbeben typische Raum-Zeit-Muster beobachtet: In den letzten Tagen vor dem Hauptbeben tritt eine zunehmende Anzahl zusätzlicher Erdbeben auf; direkt im Anschluß an das Hauptbeben folgt eine mit der Zeit abnehmende Zahl von Nachbeben. Der An- und Abstieg der Erdbebenhäufigkeit folgt dabei jeweils einem Potenzgesetz [Omori 1894]. In der Zeitdauer von Monaten bzw. Jahren vor den Vorbeben (und nach den Nachbeben) wird häufig ein Rückgang der Grundseismizität (seismische Ruhe) beobachtet.

Erdbebenzonen zeigen neben dem Gutenberg-Richter-Gesetz noch weitere Übereinstimmungen mit dem einfachen Sandhaufenmodell [Bak & Tang 1989]. So treten Erdbeben wie Sandlawinen zeitlich nahezu punktförmig auf und die Erdkruste reagiert, ebenso wie der Modellsandhaufen, sensitiv auf kleine Zustandsänderungen. Dieses kritische Verhalten wird z.B. beim Bau neuer Staudämme beobachtet, die häufig eine ganze Erdbebenserie verursachen. Scholz [1991] führt diese Gemeinsamkeiten als Indiz dafür an, daß sich die

gesamte Erdkruste in einem Zustand der selbstorganisierten Kritizität befindet. Viele Seismologen teilen die abgeschwächte Behauptung, daß aktive Verwerfungssysteme sich nahe an einem kritischen Punkt aufhalten [Sornette *et al.* 1990; Geller *et al.* 1997a, Main 1997].

Geophysikalische Modelle der Erdbebendynamik

Eine Klasse einfacher Erdbebenmodelle, die sich auf das Feder-Block-Modell von Burridge und Knopoff (BK) [1967] gründen, erklärt geophysikalische Mechanismen, die zu einem kritischen Zustand führen. Das BK-Modell beschreibt die Dynamik einer einzelnen Verwerfung. Es wird dabei auf eine Modellierung gekoppelter Verwerfungssysteme verzichtet. Eine solche Vereinfachung bietet sich an, da alle typischen raumzeitlichen Merkmale der Erdbebendynamik auch auf einer einzelnen, bereits existierenden Verwerfung zu beobachten sind. Für eine erste Modellierung fallen somit die Probleme der Verwerfungsentstehung, der räumlichen Verteilung der Verwerfungen und deren jeweiligen Wechselwirkungen weg. Eine Verwerfung wird durch ein Netzwerk über Federn gekoppelter Blöcke modelliert. Dieses Blocksystem befindet sich zwischen einer ruhenden und einer bewegten tektonischen Platte. Die Blöcke sind dabei über Reibung mit der ruhenden und über Federn mit der bewegten Platte verbunden und vollführen Haft-Gleit-Bewegungen: Ein Block ruht, solange die an ihm angreifende Kraft kleiner als die Haftreibung ist. Im Fall einer Überschreitung des Haftreibungswertes rutscht der Block in seine neue Ruhelage. Dies führt aufgrund der Federkopplung zu einer zusätzlichen Kraft auf die Nachbarblöcke. Daraufhin werden möglicherweise auch die Nachbarblöcke instabil, d.h. es finden lawinenartige Rutschereignisse (Erdbeben) statt. Während die Simulation sehr kleiner Blocksysteme unter anderem deterministisches Chaos zeigt [Huang & Turcotte 1990a, 1990b, 1992; Gabrielov *et al.* 1994], organisieren sich ausgedehnte Blocksysteme selbständig in einen stationären Zustand, der durch das Gutenberg-Richter-Gesetz gekennzeichnet ist [Carlson & Langer 1989a, 1989b; Nakanishi 1990, 1991; Brown *et al.* 1991; Olami *et al.* 1992]. Die raumzeitlichen Phänomene der Vorbeben, Nachbeben und seismischen Ruhephasen, die in realen Verwerfungszonen beobachtet werden, treten in diesen Modellsimulationen nicht auf. Verschiedene zusätzliche Mechanismen werden zur Erklärung dieser dynamischen Eigenschaften vorgeschlagen. Bisher konnte aber kein Modell das Gutenberg-Richter-Gesetz, die Vor- und Nachbebenssequenzen mit ihren zeitlichen Charakteristiken und die seismischen Ruhephasen gleichzeitig beschreiben.

In dieser Arbeit wird transientes Kriechen, welches in Gesteinen und Verwerfungszonen beobachtet wird [Griggs 1939; DeMets 1997; Heki *et al.* 1997], in einem Feder-Block-System modelliert. Die transienten Kriechprozesse werden dazu in einer ersten Näherung mit Hilfe linearer viskoelastischer Körper beschrieben. Das Ziel der Arbeit ist die Wiedergabe der Größenverteilung sowie der raumzeitlichen Anhäufungen der Vor- und Nachbeben, mit möglichst wenigen und einfachen Mechanismen. Dahinter steckt das minimalistische Prinzip, daß Modelle – auch die einfachsten Versionen – die zugrundeliegenden Mechanismen erfassen, wenn sie die Phänomenologie richtig beschreiben [Main 1996]. In diesem Sinn stellen „minimale“ Modelle ein Skelett für die in realen Verwerfungszonen ablaufenden Prozesse dar. In einem zweiten Schritt können allgemeinere Erdbebenmodelle durch Einbeziehung detaillierterer geophysikalischer Mechanismen erstellt werden. Minimale Modelle haben gegenüber komplexeren Modellen den Vorteil, daß die Auswirkungen und Wechselbeziehungen der einzelnen Mechanismen häufig besser verstanden werden können.

Aufgrund ihrer einfachen Berechenbarkeit eignen sich derartige Modelle ebenso für vergleichende Studien, um die statistischen Eigenschaften realer Daten zu bewerten [Provenzale *et al.* 1994b].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Aufgabe, die Auswirkungen transienter Kriechprozesse in einfachen Feder-Block-Systemen zu charakterisieren. Dazu werden synthetisch erzeugte Erdbebenkataloge analysiert und mit entsprechenden Untersuchungen realer Erdbebendaten verglichen.

Vorhersagbarkeit von Erdbeben

Das gesellschaftliche Interesse an der Erdbebenforschung bezieht sich hauptsächlich auf die mögliche Vorhersage einzelner großer Erdbeben. Gegenwärtig findet eine Grundsatzdebatte über eine generelle Vorhersagbarkeit von Erdbeben statt [Geller 1997, Geller *et al.* 1997a, 1997b; Aceves & Park 1997; Wyss 1997]. In dieser Diskussion spielt das Konzept der selbstorganisierten Kritizität eine wesentliche Rolle. So vertreten Geller *et al.* [1997a] (S.1616) den Standpunkt: „However the consensus of a recent meeting (...) was that the Earth is in a state of self-organized criticality where any small earthquake has some probability of cascading into a large event. (...). Thus (...) individual earthquakes are probably inherently unpredictable.“

Andererseits gelten Vorläuferphänomene wie Vorbeben und eine seismische Ruhe als Indiz für eine grundsätzliche Vorhersagemöglichkeit [Wyss 1997]. Dieses Argument ist aber umstritten. So wird die statistische Signifikanz eines systematischen Zusammenhangs zwischen seismischen Ruhephasen und nachfolgenden Hauptbeben bezweifelt [Reasenbergl & Matthews 1988; Geller *et al.* 1997b]. Dagegen sind Vorbeben als Vorläuferphänomen vor großen Erdbeben anerkannt. Vorbeben sind aber im allgemeinen nicht für Vorhersagen verwendbar, da sie im Moment ihres Auftretens nicht von anderen Erdbeben zu unterscheiden sind [Ogata *et al.* 1996].

Die Vorhersagbarkeit von Erdbeben kann in Simulationen minimaler Erdbebenmodelle untersucht werden. Da eine solche Vorhersage in bisherigen Analysen einfacher Modelle nicht gelang [Bak & Tang 1989], wurde daraus der Schluß gezogen, daß eine Vorhersagbarkeit in einer Erde mit wesentlich komplizierterer Physik unmöglich ist [Main 1996]. Die bisherigen Analysen betreffen synthetische Erdbebenkataloge, die zwar das Gutenberg-Richter-Gesetz, nicht aber die beobachteten raumzeitlichen Phänomene wie Vorbeben, Nachbeben, Erdbebenschwärme und seismische Ruhephasen wiedergeben. Dadurch ist ihre Aussagekraft hinsichtlich der Diskussion über eine Vorhersagbarkeit zweifelhaft. Das in dieser Arbeit entwickelte Modell reproduziert dagegen neben der Größenverteilung auch die typischen raumzeitlichen Anhäufungen der Erdbeben. Anhand dieser Modelldaten kann die Vorhersagbarkeit großer Erdbeben realistischer untersucht werden. Die entsprechenden Untersuchungsergebnisse der vorliegenden Arbeit können somit einen wichtigen Beitrag zur Diskussion über die generelle Vorhersagbarkeit leisten.

Gliederung der Arbeit

Im nachfolgenden Kapitel 2 werden grundlegende Eigenschaften der Seismizität zusammengefaßt und anhand einzelner Beispiele illustriert.

Kapitel 3 befaßt sich mit dem modellhaften Verständnis der zugrundeliegenden geophysikalischen Prozesse: Das Konzept der selbstorganisierten Kritizität wird in Abschnitt 3.1 erläutert und mit der Erdbebendynamik in Zusammenhang gebracht. Geophysikalisch motivierte Modellsysteme, die sich selbständig in einen kritischen Zustand organisieren, werden in Abschnitt 3.2 beschrieben. Anschließend werden in Abschnitt 3.3 erweiterte bzw. zusätzliche geophysikalische Mechanismen vorgestellt, die zur Erklärung der beobachteten raumzeitlichen Anhäufungen kleinerer Erdbeben vor und nach einem Hauptbeben in Frage kommen.

Darauf aufbauend wird in Kapitel 4 als zentrales Thema dieser Arbeit ein erweitertes Modell (Relaxationsmodell) entwickelt und untersucht. Dieses Modell simuliert transiente Kriechprozesse in Verwerfungszonen durch das Verhalten von linearen viskoelastischen Körpern (Abschnitt 4.1). In den Abschnitten 4.2 und 4.3 werden die Simulationen dieses Relaxationsmodells hinsichtlich ihrer Übereinstimmung mit der realen Erdbebendynamik und ihrer Robustheit gegenüber Modifikationen des Modells analysiert. Um den deterministischen Ansatz des Modells nachträglich zu überprüfen, werden in Abschnitt 4.4 Modellsimulationen und reale Daten mit Hilfe eines Tests auf nichtlinearen Determinismus verglichen.

In Kapitel 5 wird die Vorhersagbarkeit großer Erdbeben in den Modellsimulationen untersucht. Zum Vergleich wird eine entsprechende Analyse für einen realen Erdbebenkatalog durchgeführt.

Abschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt und gemeinsam mit den offenen Problemen diskutiert.

Empirisches Wissen

Erdbeben haben fast immer tektonische Ursachen, d.h. sie sind Ausdruck instabiler Bruch- und Verschiebevorgänge im elastisch-spröden Bereich der Erdrinde als Folge der sich dort anstauenden Spannungen. Sie treten meist ohne erkennbare Vorwarnung auf und die Erschütterungsdauer ist von der Stärke des Erdbebens und der Bruchentfernung abhängig, jedoch meist kürzer als 10 Sekunden. Dabei liegen die Schwingungsfrequenzen vorzugsweise zwischen 3 und 20 Hz. Zwei Schwingungstypen mit unterschiedlicher Geschwindigkeitsausbreitung und Zerstörungskraft treten auf: Die schnellere Druckwelle, auch *P*-Welle (Primärwelle) genannt, breitet sich mit einer Geschwindigkeit von ca. 7 km/s aus, während sich die transversale Schwingung, *S*-Welle (Sekundärwelle) oder Scherwelle genannt, mit ca. 4 km/s ausbreitet und größere Zerstörungskraft besitzt. Die Aufzeichnungen der Erdbebenwellen werden als Seismogramme bezeichnet und können über die Lage des Hypozentrums, d.h. dem Ort des Bruchbeginns, wie auch über die Orientierung der Bruchfläche Auskunft geben. Als quantitatives Maß für die Stärke eines Erdbebens wird die Magnitude der Erschütterung bestimmt. Die Magnitude M_s wird aus dem Logarithmus der maximalen Bodenbewegung an der Erdoberfläche berechnet. Verschiedene Varianten zur Magnituden-Bestimmung führen zu etwas unterschiedlichen Werten. Obwohl die Magnitudenskalen nach oben und unten offen sind, setzt die Natur den Erdbeben bei $M_s \approx 9$ eine faktische obere Grenze. Außerdem können sehr schwache Erdbeben ($M_s \leq 0$) aus meßtechnischen Gründen nicht oder nur unvollständig registriert werden.

Weltweit werden durch die Auswertung der entsprechenden Seismogramme jedem registrierten Erdbeben ein Zeitpunkt, ein Raumpunkt und eine Magnitude zugeordnet. Die für verschiedene Erdbeben zusammengefaßten Werte werden als Erdbebenkataloge bezeichnet. Diese eignen sich zur Untersuchung der Erdbebendynamik auf größeren Zeitskalen.

Das raumzeitliche Auftreten von Erdbeben mit ihren Magnituden ist im allgemeinen sehr komplex. Dennoch zeigt die Erdbebendynamik einige Gesetzmäßigkeiten, die in den folgenden Abschnitten besprochen werden. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das Gutenberg-Richter-Gesetz vorgestellt, welches die Verteilung der Erdbebenstärken, bzw. -größen, beschreibt. Im darauf folgenden Abschnitt 2.2 werden die raumzeitlichen Charakteristiken bezüglich des Auftretens von Erdbeben vorgestellt. In beiden Abschnitten wird das allgemeine Wissen anhand von Beispielen aus realen Erdbebenkatalogen illustriert. Dazu wird insbesondere der Armenienkatalog [1996] verwendet, der 11781 Erdbeben mit Magnituden größer als 2.0 umfaßt, die zwischen 1962 und 1996 im Bereich von 38.2°-42° N und 42°-47° O auftraten.

2.1 Das Gutenberg-Richter-Gesetz

Die Verteilung der Magnituden kann durch das empirischen Gutenberg-Richter-Gesetz beschrieben werden [Gutenberg & Richter 1956]: Die Anzahl der Erdbeben N mit einer

Magnitude größer als M_s folgt der Beziehung

$$\log_{10}(N) = a - b \cdot M_s, \quad (2.1)$$

wobei a und b Konstanten sind. Der Wert von b variiert für verschiedene Verwerfungszonen zwischen 0.8 und 1.05 [Ekstroem & Dziewonski 1988; Pacheco *et al.* 1992].

Das seismische Moment m eines Erdbebens hängt mit der Magnitude M_s über die empirische Beziehung $\log_{10}(m) = 1.5 \cdot M_s + 16.1$ zusammen [Purcaru & Berckhemer 1978]. Definiert ist m als

$$m \sim \bar{x} \cdot S, \quad (2.2)$$

wobei S die Bruchfläche und \bar{x} die mittlere Verschiebung angibt. Die Bruchfläche S kann aus der Länge des Oberflächenbruchs oder aus der räumlichen Verteilung der Nachbeben abgeschätzt werden. Die mittlere Verschiebung \bar{x} hängt wiederum von der Bruchfläche ab und es gilt $m \sim S^c$ mit $c \approx 1.5$ [Kanamori & Anderson 1975; Scholz 1994]. Damit läßt sich die Relation (2.1) ebenso als Potenzgesetz für die Anzahl der Erdbeben N mit einer Bruchfläche größer als S_0 formulieren

$$N(S \geq S_0) \sim S_0^{-B}. \quad (2.3)$$

Der Wert des Exponenten B und die Steigung b der Magnituden-Verteilung (Gl. 2.1) sind nahezu identisch, $B = c/1.5 \cdot b \approx b$.

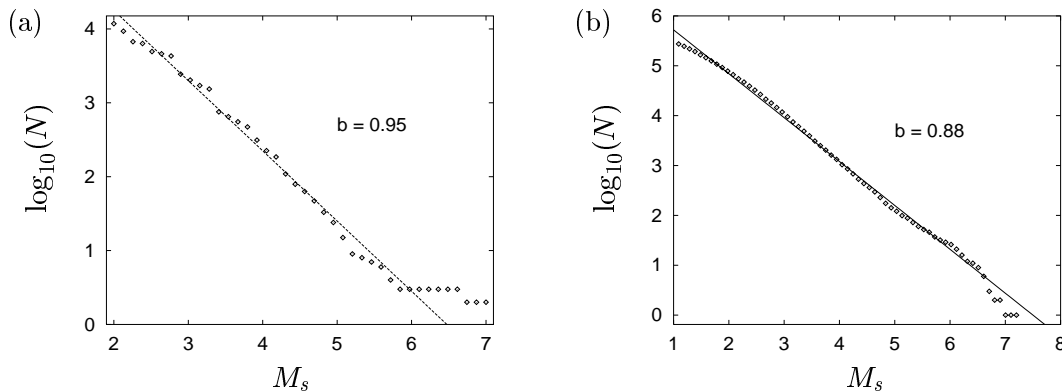


Abbildung 2.1: Die Verteilung der Magnituden für die Erdbebenkataloge (a) Armeniens [Armenienkatalog 1996] und (b) Nordkaliforniens [NCSN-Katalog 1998], wobei N die Anzahl der Erdbeben mit einer Magnitude größer als M_s beschreibt. Die Geraden entsprechen jeweils dem Gutenberg-Richter-Gesetz (Gl. 2.1) mit $b = 0.95$ bzw. $b = 0.88$.

In Abb. 2.1 ist die Verteilung der Magnitudenhäufigkeiten für Erdbeben in Armenien und Nordkalifornien dargestellt. Das Gutenberg-Richter-Gesetz (Gl. 2.1) mit dem Wert $b = 0.95$ bzw. 0.88 approximiert die Verteilung über weite Magnitudenbereiche gut. Die Anzahl der Erdbeben mit sehr großen Magnituden weicht dagegen in beiden Fällen jeweils unterschiedlich von dem Gutenberg-Richter-Gesetz ab. Dies kann auf statistische Fluktuationen zurückgeführt werden. Andererseits sagt auch die Hypothese von charakteristischen Erdbeben voraus, daß das Gutenberg-Richter-Gesetz die Häufigkeiten großer Erdbeben (wie in Armenien) unterschätzt [Schwartz & Coppersmith 1984; Davison & Scholz 1985; Scholz 1997]. Dabei wird angenommen, daß sich die Spannung an einer Verwerfung

hauptsächlich durch das wiederholte Auftreten großer Erdbeben mit jeweils ähnlichem (charakteristischen) Rutschverhalten abbaut.

Abweichungen der Verteilung für kleine Magnituden deuten auf eine unvollständige Registrierung der Erdbeben hin. Die Qualität und Vollständigkeit eines Erdbebenkatalogs hängt in der Regel von den betrachteten Zeiträumen und Regionen ab. Im Lauf der Zeit haben sich häufig die Stationsdichten, die Meßgeräte und Meßstandards geändert, so daß Vorbehandlungen der Erdbebenkataloge nötig sind. Dafür ist das Gutenberg-Richter-Gesetz ein wichtiges Hilfsmittel. Ein Katalog gilt als vollständig, wenn das Gutenberg-Richter-Gesetz auch für die kleinsten Magnituden gültig ist. Die Vollständigkeitsgrenze liegt in Nordkalifornien bei ca. $M_s = 1.5$ (siehe Abb. 2.1b). Dagegen wurde der Armenienkatalog [1996] bereits in dieser Weise vorbehandelt: In dem ursprünglichen Erdbebenkatalog wurde für kleinere Magnituden als 2.0 eine Abweichung vom Gutenberg-Richter-Gesetz festgestellt. Daraufhin wurden die Erdbeben mit $M_s < 2$ nicht in den Armenienkatalog [1996] einbezogen.

2.2 Die raumzeitlichen Charakteristiken von Erdbeben

Die größten Erdbeben einer Verwerfungszone, die sogenannten Hauptbeben, treten mit einer mittleren Wiederholungszeit von Jahrzehnten bis Jahrhunderten auf. Ihr Auftreten kann nahezu periodisch, wie zum Beispiel im Parkfield-Segment in Kalifornien [Segall & Harris 1987; Savage 1993], oder zeitlich fraktal-verteilt stattfinden [Kagan & Jackson 1991]. Der Zeitraum zwischen zwei aufeinanderfolgenden Hauptbeben wird durch Relaxationsprozesse und tektonisches Aufladen bestimmt [Scholz 1994] und drückt sich durch Abschnitte mit Nachbeben, seismischer Ruhe und Vorbeben aus. Der typische Verlauf der Erdbebenrate im zeitlichen Umfeld eines Hauptbebens ist in der Abb. 2.2 und das typische räumliche Auftreten der kleineren Erdbeben in Abb. 2.3 dargestellt. Es ist wichtig zu beachten, daß im allgemeinen nicht alle Phänomene bezüglich eines einzelnen Hauptbebens gleichzeitig zu beobachten sind. In den Abbildungen sind weiterhin die Zeitdauern der einzelnen Phänomene nur verzerrt dargestellt. So liegt die Zeitspanne der seismischen Ruhephasen R_1 und R_2 in der Größenordnung von Jahren, während die der Nachbeben- bzw. Vorbebensequenzen nur in der Größenordnung von Wochen bzw. Tagen liegt. Beachtet man noch zusätzlich, daß selbst große Erdbeben maximal einige Minuten andauern, dann erhält man eine enorme Spanne von Zeitskalen, die in der Seismologie wichtig sind. Diese Spanne ist in Abb. 2.4 mit Hilfe von Balken visuell dargestellt.

Nicht nur im Zusammenhang mit den Hauptbeben einer Verwerfungszone, sondern ganz allgemein wird beobachtet, daß Erdbeben selten als isolierte Ereignisse auftreten. Vielmehr sind sie in der Regel Teil einer Sequenz räumlich und zeitlich benachbarter Erdbeben, wobei zwischen Vorbeben, Nachbeben und Erdbebenschwämen zu unterscheiden ist [Scholz 1994]. Vor- und Nachbebensequenzen sind verknüpft mit einem größeren, dominanten Erdbeben, welches selbst aber vergleichsweise klein sein kann, z.B. werden für Erdbeben bis zu Magnituden $M_s \approx 1$ Nachbeben beobachtet [Dieterich 1972b]. Die beobachteten Kombinationen, Vorbeben \rightarrow dominantes Erdbeben \rightarrow Nachbeben und dominantes Erdbeben \rightarrow Nachbeben, sind in Abb. 2.5(a) und (b) gezeigt. In Abb. 2.5(c) ist ein Erdbebenschwarm dargestellt, der im Gegensatz zu Vor- und Nachbebensequenzen kein dominantes Erdbeben enthält, sondern nur aus relativ kleinen Erdbeben besteht. In den

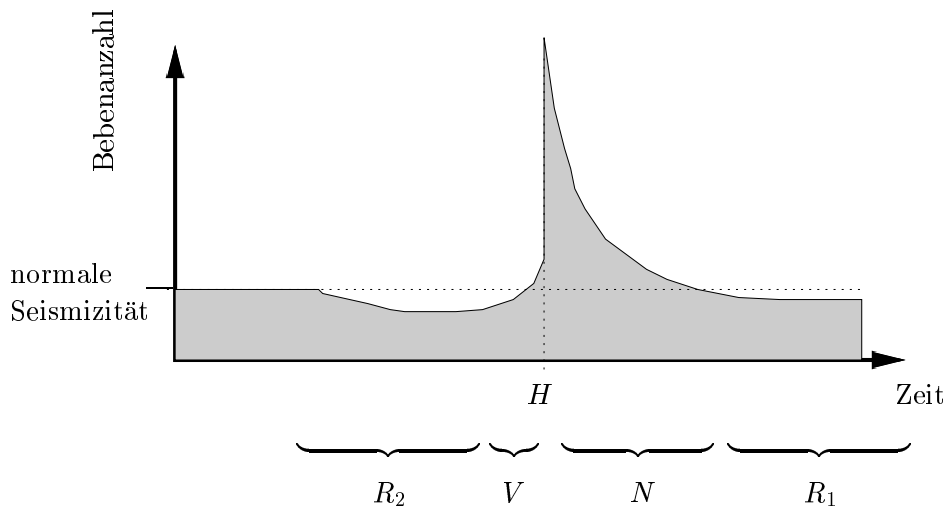


Abbildung 2.2: Die typische zeitliche Veränderung der Seismizität vor und nach einem Hauptbeben schematisch dargestellt: In einem Zeitraum von Monaten und Jahren vor dem Hauptbeben wird häufig eine Abnahme der Seismizität, d.h. eine seismische Ruhe (R_2), beobachtet. Abgelöst wird diese Ruhephase einige Tage oder Wochen vor dem Hauptstoß durch eine Sequenz von Vorbeben (V). Unmittelbar nach dem Hauptbeben (H) treten Nachbeben (N) auf, nach deren Abklingen eine weitere Ruhephase (R_1) zu beobachten ist.

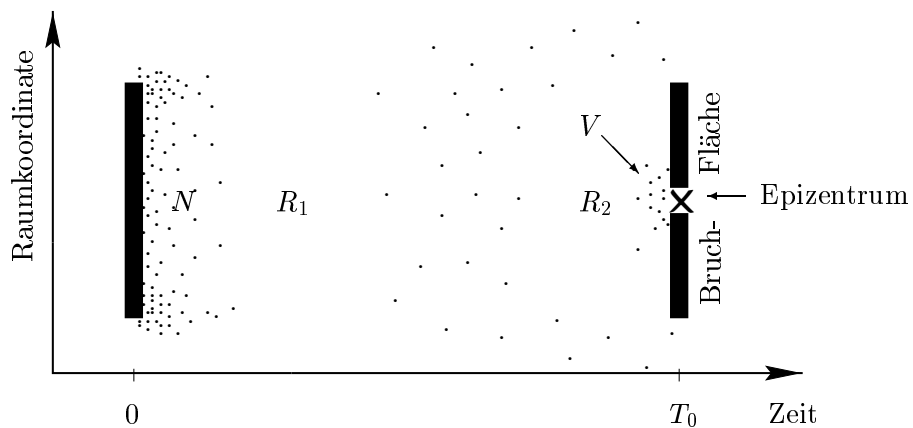


Abbildung 2.3: Das typische raumzeitliche Auftreten von Erdbeben in einer Verwerfungszone schematisch dargestellt (nach: Fig.7.1 [Scholz 1994]). Die Bruchflächen zweier aufeinanderfolgender Hauptbeben (mit Zeitabstand T_0) sind mit schwarzen Balken markiert. Die Epizentren der übrigen, kleineren Erdbeben sind durch Punkte angedeutet. Die Nachbeben (N) treten auf der Bruchfläche und deren Rand auf, gefolgt von einer Ruhephase (R_1). Nach zwischenzeitlich höherer Aktivität folgt eine weitere Ruhephase (R_2) mit nachfolgenden Vorbeben (V), die in unmittelbarer Nähe zum Epizentrum des folgenden Hauptbebens auftreten.

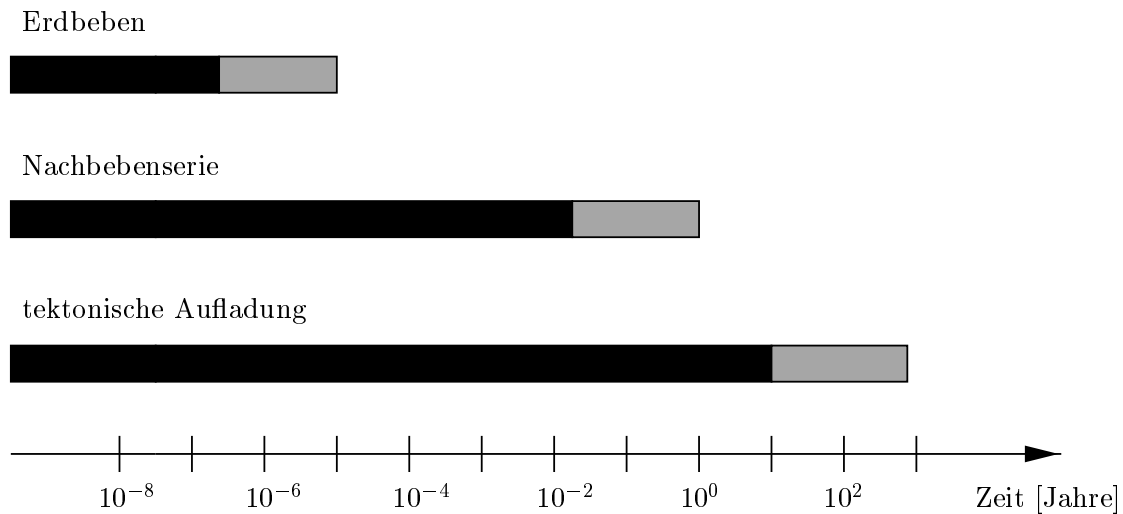


Abbildung 2.4: Die beobachteten Zeitskalen für die Dauer eines einzelnen Erdbebens, einer Nachbebenserie und die tektonische Aufladung. Die hellen Balken symbolisieren die Variabilität der beobachteten Zeitskalen.

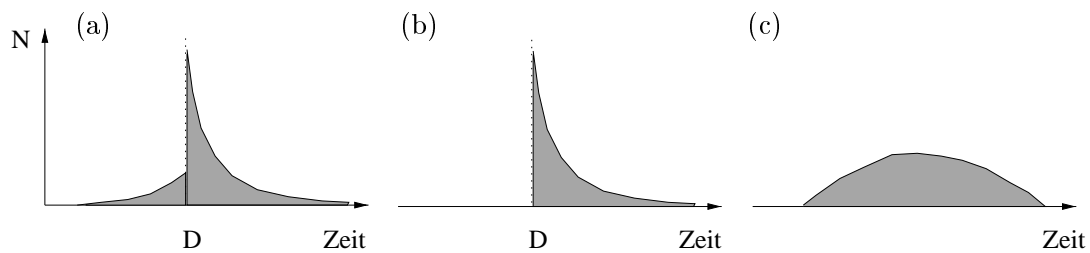


Abbildung 2.5: Die drei beobachteten Kombinationen von raumzeitlichen Erdbebenanhäufungen: (a) Vorbeben \rightarrow dominantes Erdbeben \rightarrow Nachbeben, (b) dominantes Erdbeben \rightarrow Nachbeben ohne Vorbeben und (c) ein Schwarm kleiner Erdbeben ohne dominantes Erdbeben. N gibt dabei die Anzahl der Erdbeben pro Zeiteinheit an, während D den Zeitpunkt des dominanten Erdbebens bezeichnet. Die Zeitdauer solcher Anhäufungen liegt in der Größenordnung von Tagen und Wochen.

folgenden Abschnitten werden nun diese drei Typen von Erdbebenanhäufungen und die seismischen Ruhephasen ausführlicher beschrieben.

2.2.1 Nachbeben

Nachbebenserien sind die auffälligste raumzeitliche Anballung von Erdbeben. So treten nach fast allen beobachteten Hauptbeben viele Nachbeben auf. Diese kleineren Erdbeben konzentrieren sich hauptsächlich auf der Bruchfläche des Hauptbebens und deren Rand [Mendoza & Hartzell 1988]. Dabei ist die Magnitude des größten Nachbebens typischerweise mindestens einen Wert kleiner als die Magnitude des Hauptbebens [Utsu 1971]. Die gesamte durch Nachbeben freigesetzte Energie beträgt ca. 5% der Energie des Hauptbebens [Scholz 1972]. Nachbebensequenzen dauern in der Regel einige Wochen oder Monate. Die Anzahl der Nachbeben pro Zeiteinheit, d.h. die Rate der Nachbeben R_N , klingt

mit der Zeit ab und wird durch das modifizierte Omori-Gesetz [Omori 1894; Utsu *et al.* 1995]

$$R_N \sim (c_N + t - t_H)^{-p}, \quad (2.4)$$

beschrieben, wobei t_H den Zeitpunkt des Hauptbebens angibt und c_N eine kleine Konstante ist. Die beobachteten Werte des Exponenten p liegen im Bereich $0.9 \leq p \leq 1.5$ [Utsu *et al.* 1995]. Die Konstante c_N ist schwierig zu beobachten und wird dadurch beeinflusst, daß die Messungen kurz nach einem Hauptbeben häufig unvollständig sind. Die beobachteten Werte für c_N streuen zwischen 0.01 Tagen bis über einen Tag mit einem Mittel von 0.3 Tagen [Utsu *et al.* 1995].

2.2.2 Vorbeben

Im Gegensatz zu Nachbeben, die praktisch nach allen Hauptbeben auftreten, werden Vorbeben nicht vor allen großen Erdbeben beobachtet. Jones und Molnar [1979] haben in ihrer Studie aller weltweit aufgetretenen Erdbeben mit Magnitude $M_s \geq 7$ festgestellt, daß 60-70% der Hauptbeben von Vorbeben begleitet wurden. Die Vorbeben finden dabei meistens in unmittelbarer Nähe des Hypozentrums des nachfolgenden Hauptbebens statt, wobei es keinen Zusammenhang zwischen der Stärke des größten Vorbebens und der Stärke des Hauptstoßes gibt [Jones & Molnar 1979]. Zeitlich treten die Vorbeben typischerweise in den letzten 5-10 Tagen vor dem Hauptbeben auf, wobei man eine große Variabilität der Vorbebenaktivität für verschiedene Hauptbeben beobachtet: von einem einzelnen Vorbeben bis hin zu einem ganzen Schwarm von Vorbeben. Manchmal kann ein Vorbebenschwarm durch eine kurze Ruheperiode abgelöst werden, bevor es zum Hauptstoß kommt [Mogi 1985]. Im Gegensatz zur Variabilität einzelner Vorbebensequenzen ergibt sich eine klare zeitliche Abhängigkeit, wenn die Vorbeben von verschiedenen Hauptbeben zusammengefaßt werden, d.h. wenn über viele Sequenzen gemittelt wird. Auf diese Weise wurde ein zum Omori-Gesetz äquivalentes Potenzgesetz für den Anstieg der Vorbebenaktivität gefunden [Papazachos 1975; Jones & Molnar 1979]

$$R_V \sim (c_V + t_H - t)^{-q}, \quad (2.5)$$

wobei t_H wieder den Zeitpunkt des Hauptbebens angibt und c_V eine kleine Konstante ist. Der beobachtete Wert des Potenzgesetz-Exponenten q liegt ebenso wie der Exponent des Omori-Gesetzes p im Bereich von eins, wobei Werte von $0.7 \leq q \leq 1.3$ beobachtet wurden [Papazachos 1975; Kagan & Knopoff 1978; Jones & Molnar 1979; Davis & Frohlich 1991].

Man kann einige Unterschiede zwischen Vorbeben und anderen Erdbeben feststellen, wenn man die Vorbeben von verschiedenen Hauptbeben zusammenfaßt. Es zeigt sich, daß

- (i) die Verteilung der Vorbebengrößen, Gl. (2.3), durch einen kleineren B -Wert gekennzeichnet ist [Suyehiro *et al.* 1964; Papazachos 1975].
- (ii) die Stärke von aufeinanderfolgenden Vorbeben mit einer größeren Wahrscheinlichkeit (verglichen mit anderen Erdbebensequenzen) zunimmt [Ogata *et al.* 1995].
- (iii) Vorbeben räumlich konzentrierter auftreten als Nachbeben und andere Erdbebenanhäufungen [Ogata *et al.* 1995].

Punkt (i) ist auch in Laborexperimenten bestätigt worden, bei denen festgestellt wurde, daß der B -Wert der akustischen Emissionen kurz vor dem Bruch eines Gesteinstückes abnimmt [Scholz 1968; Mogi 1981; Sammonds *et al.* 1992].

Die oben genannte Unterscheidungsmerkmale wurden für Vorbeben gefunden, die erst nachträglich, d.h. nach Erscheinen des Hauptbebens und seiner Nachbeben, identifiziert wurden. Dagegen können Vorbeben im Moment ihres Erscheinens nicht von anderen Erdbeben unterschieden werden [Ogata *et al.* 1996].

2.2.3 Schwärme

Erdbebenschwärme zeichnen sich durch langsames Ansteigen und Absinken der Erdbebenrate aus, ohne daß dabei ein dominantes Erdbeben auftritt. Eine zeitliche Abhängigkeit, die in einer Formel darstellbar wäre, ist bis heute nicht gefunden worden. Bekannt ist, daß viele Schwärme in vulkanischen Gebieten auftreten [Sykes 1970] und daß sie zumindest in einigen Fällen mit einem Anstieg des Porendrucks, der von Flüssigkeitsströmen in den Gesteinsporen verursacht ist, im Zusammenhang stehen [Nur 1974]. Im Vergleich zu anderen Erdbeben läßt sich die Größenverteilung der Schwarmereignisse häufig durch einen größeren B -Wert beschreiben [Sykes 1970].

2.2.4 Seismische Ruhe

Im Gegensatz zu den beobachteten raumzeitlichen Erdbebenhäufungen, der Vor- und Nachbeben und der Schwärme, werden auch längere Perioden beobachtet, in denen die Erdbebenhäufigkeit im Vergleich zum normalen Zustand deutlich niedriger ist. Diese Phasen werden als seismische Ruhe bezeichnet. Es sind zwei verschiedene Typen von seismischer Ruhe mit längerer Dauer bekannt. Zum einen tritt nach dem Hauptbeben und nach Abklingen der entsprechenden Nachbebenserie häufig eine längere Ruhephase auf [Mogi 1985], die hier R_1 genannt wird. Die Ruhephase R_1 erstreckt sich gewöhnlich über die gesamte Bruchzone des Hauptbebens und die angrenzenden Gebiete und kann viele Jahre andauern. Zum anderen tritt in der Zeit vor Hauptbeben häufig eine weitere seismische Ruhe auf, hier R_2 genannt, die sich über die zukünftige Bruchfläche des Hauptbebens und über deren Umgebung erstreckt [Habermann 1988; Wyss & Habermann 1988]. Diese Ruhephase, die bis zu mehreren Jahren andauern kann, wird in vielen Fällen erst durch Vorbeben und das anschließende Hauptbeben beendet. Da es sich bei R_2 , ebenso wie bei den Vorbeben, um ein Vorläuferphänomen eines großen Erdbebens handelt, spielt die Identifizierung von seismischer Ruhe eine große Rolle in der Erdbebenvorhersageforschung (siehe Kapitel 5). Dabei ergibt sich ein grundsätzliches, bisher weitestgehend ungelöstes Problem bei der Bewertung von seismischer Ruhe, nämlich die Definition der *normalen* Erdbebenhäufigkeit in einem Erdbebengebiet. So ist strittig, inwiefern die beobachteten seismischen Ruhephasen ein Absinken der Grundseismizität oder doch nur das Fehlen von Nachbeben, Vorbeben oder Schwärmen widerspiegeln.

2.2.5 Beispiel: Das Spitak-Erdbeben in Armenien

Als ein Beispiel für das Auftreten von Erdbeben in zeitlicher und räumlicher Nähe zu einem Hauptbeben wird in diesem Teil die raumzeitliche Dynamik im Bereich des großen

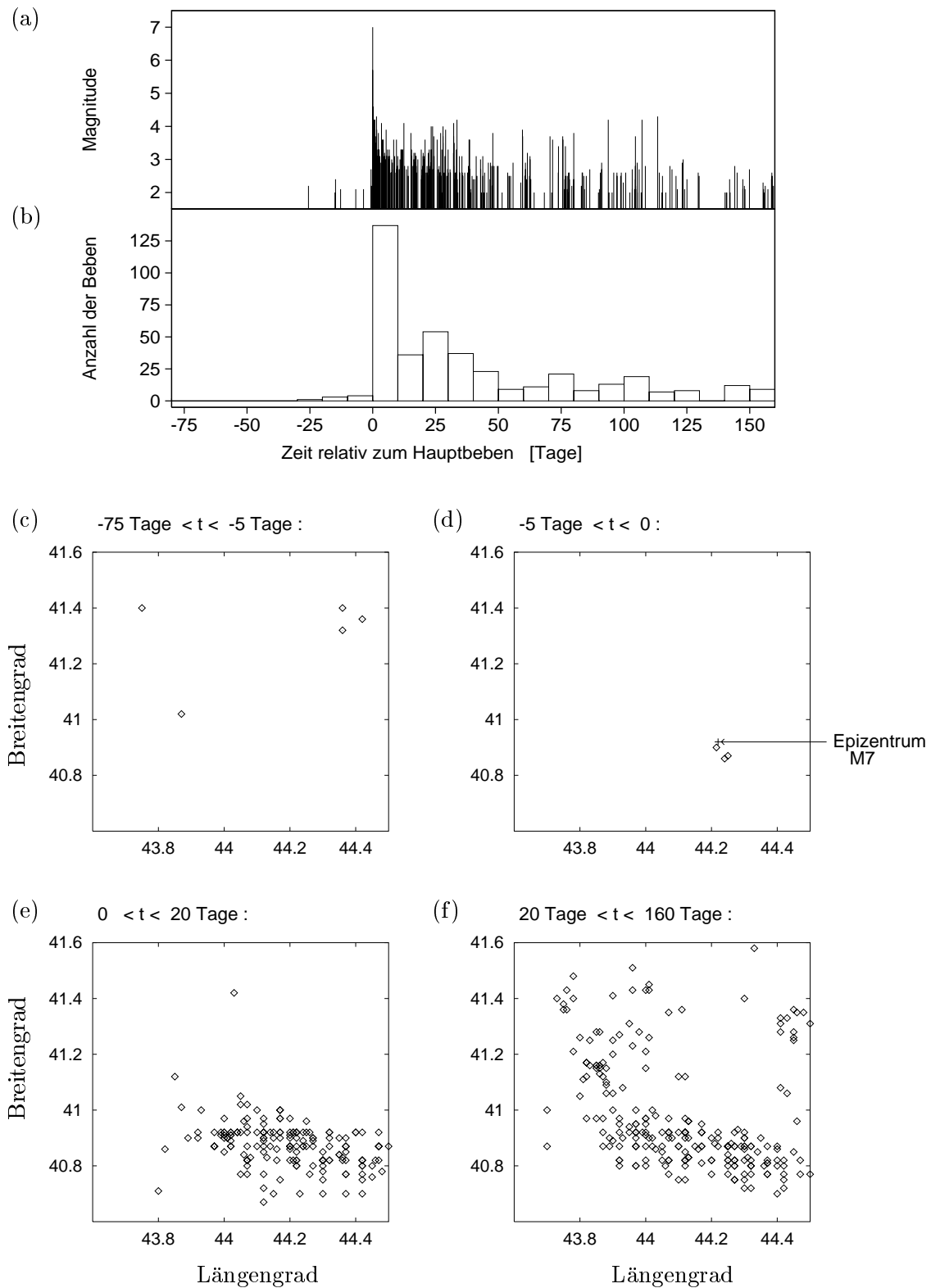


Abbildung 2.6: Zeitliches Auftreten der Vor- und Nachbeben in der räumlichen und zeitlichen Umgebung des Spitak-Erdbebens. Die Erdbebensequenz ist mit ihren Magnituden (a) bzw. Erdbebenraten (b) in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die Bilder (c)-(f) zeigen die räumliche Verteilung der Erdbeben (Epizentren), die jeweils in den vier aufeinanderfolgende Zeitabschnitten stattfanden.

Spitak-Erdbebens dargestellt [Rogozin & Philip 1991; Balassanian *et al.* 1995]. Das Spitak-Erdbeben mit der Magnitude 7.0 (M7) hatte mit ca. 20000 Opfern verheerende Folgen. Das Erdbeben fand am 7.12.1988 statt und hatte sein Epizentrum bei $40.92^\circ N$, $44.22^\circ O$. Für einen ausgewählten Raumausschnitt zeigt Abb. 2.6 das Auftreten der Erdbeben in den letzten 75 Tagen vor und den ersten 160 Tagen nach dem Hauptbeben. In Übereinstimmung mit den in den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 beschriebenen Phänomenen besitzt das Spitak-Erdbeben die folgenden Charakteristiken:

- Es tritt eine Vor- und eine Nachbebensequenz auf.
- Die Anzahl der Nachbeben ist deutlich größer als die der Vorbeben.
- Die Vorbeben kumulieren kurz vor dem Hauptbeben direkt um das Epizentrum des Hauptstoßes.
- Die Nachbeben verteilen sich über eine größere Fläche, die voraussichtlich die Bruchfläche des Hauptbebens bzw. deren Rand markiert. Mit fortlaufender Zeit verstreuen sich die Nachbeben auf noch größere Bereiche und es fanden dann auch in den nördlicheren Regionen Nachbeben statt.

Damit zeigt das Spitak-Erdbeben viele der vorher genannten Charakteristiken der Vor- und Nachbeben. Es zeigt aber auch eine deutliche seismische Ruheperiode, die dem Hauptbeben in einem Zeitraum von mehreren Jahren vorausgeht [Zschau 1996; Wyss & Martirosian 1998; Zöller *et al.* 1998b]. Diese seismische Ruhe wurde erstmals von Zschau mit Hilfe des

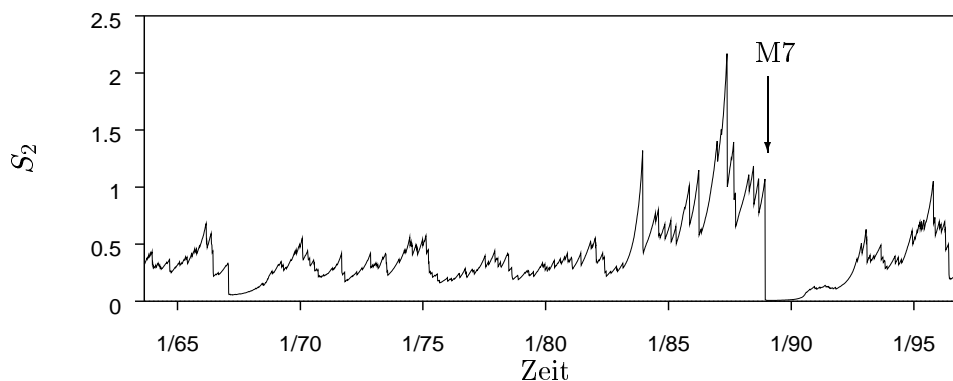


Abbildung 2.7: Die durch den S_2 -Wert quantifizierte seismische Ruhe in Abhängigkeit von der Zeit. Die Berechnung wurde für den Armenienkatalog [1996] am Ort des großen M7-Erdbebens in Spitak mit den Parametern $R=60$ km, $T=600$ Tagen und $M_c=2.8$ durchgeführt (aus [Zöller *et al.* 1998b]).

von ihm entwickelten SEISMOLAP-Verfahrens nachgewiesen [Zschau *et al.* 1991; Zschau 1996]. Das Verfahren ist in [Zöller *et al.* 1998b] (Gl. (1) bis (4)) beschrieben. Der S_2 -Wert des SEISMOLAP-Verfahrens liefert dabei eine Quantifizierung der seismischen Ruhe, wobei eine hohe Erdbebenaktivität zu niedrigen und eine niedrige Aktivität zu hohen Werten von S_2 führt. In Abb. 2.7 ist die Variation des S_2 -Wertes im Bereich von Spitak dargestellt. Es zeigt in den letzten vier Jahren vor dem Spitak-Erdbeben ein deutliches Maximum, d.h. eine Periode mit deutlich weniger Erdbeben als vorher und nachher.

Bekannte Erdbebenmodelle

In dem letzten Kapitel wurden die wichtigsten Charakteristiken der Erdbebendynamik wie das Gutenberg-Richter-Gesetz und das Auftreten von Vor- und Nachbeben, Schwärmen und seismischen Ruhephasen vorgestellt. Obwohl Erdbebengebiete gewöhnlich aus einem Netzwerk unterschiedlichster Verwerfungen bestehen, sind alle beschriebenen Phänomene auch auf einzelnen, bereits existierenden Verwerfungen beobachtbar. Somit kann sich ein Erdbebenmodell in einer ersten Näherung auf die Beschreibung einer einzelnen Verwerfung konzentrieren. Dadurch entfallen die Probleme der Verwerfungsentstehung, der Längen- bzw. der räumlichen Verteilung von Verwerfungen, sowie deren gegenseitige Kopplung.

In diesem Kapitel wird zuerst das Konzept der selbstorganisierten Kritizität vorgestellt (Abschnitt 3.1). Dies geschieht anhand der Dynamik eines Sandhaufenmodells, welche einige Ähnlichkeiten mit der Erdbebendynamik aufweist. Der darauf folgende Abschnitt 3.2 beschreibt das bekannte Erdbebenmodell von Burridge und Knopoff [1967] (BK-Modell), welches die Dynamik einer einzelnen Verwerfung modelliert. Ausgedehnte Feder-Block-Systeme dieses Modelltyps organisieren sich selbständig in einen Zustand, der durch das Gutenberg-Richter-Gesetz gekennzeichnet ist. Dies gilt als Indiz für einen selbstorganisierten kritischen Systemzustand. Die „masselosen“ Feder-Block-Modelle, d.h. Feder-Block-Systeme bei denen die Trägheitskräfte vernachlässigt werden, offenbaren den Zusammenhang mit dem Konzept der selbstorganisierten Kritizität (Abschnitt 3.2.2). Ein Schwachpunkt der Feder-Block-Modelle liegt darin, daß weder Vor- und Nachbeben noch seismische Ruhephasen damit beschreibbar sind. In Abschnitt 3.3 werden modifizierte bzw. zusätzliche Mechanismen vorgestellt, welche zur ansatzweisen Erklärung dieser raumzeitlichen Eigenschaften in Frage kommen, bevor das Kapitel mit einer kurzen Zusammenfassung beendet wird.

3.1 Das Konzept der selbstorganisierten Kritizität

Kritische Punkte sind bekannt von thermodynamischen Gleichgewichtssystemen mit Phasenübergängen zwischen Ordnung und Unordnung [Ma 1976; Bruce & Wallace 1989]. An ihrem kritischen Punkt, bzw. in dessen Nähe, zeigen die Systeme zeitliche und räumliche Korrelationsfunktionen, die Potenzgesetzen folgen, d.h. dort verschwinden charakteristische Längenskalen. Typische Beispiele für kritische Punkte sind der Phasenübergang von flüssig (mehr geordnet) zu gasförmig (weniger geordnet) oder die Curie-Temperatur für ferromagnetische Materialien. Der kritische Punkt zeichnet sich in beiden Fällen durch ein Gleichgewicht zwischen den kurzreichweitigen Kräften, die den geordneteren Zustand dominieren (van der Waal's Kraft bzw. Spin-Spin Wechselwirkungen) und den thermischen Fluktuationen, die den ungeordneteren Zustand beschreiben, aus. Die kritischen Punkte hängen dabei von externen Parametern wie Temperatur und Druck ab. Die Systeme zeigen kritisches Verhalten für ganz bestimmte Werte dieser Parameter. Einige physikalische Systeme, die sich weit weg von ihrem Gleichgewichtszustand befinden, entwickeln sich dagegen ohne genaue Spezifizierung der Kontrollparameter und der Anfangsbedingungen

spontan in einen Zustand, der dem eines kritischen Punktes gleicht, um dort abgesehen von dynamischen Fluktuationen zu verweilen.

Das Konzept der selbstorganisierten Kritizität wurde von Bak, Tang und Wiesenfeld [1987, 1988a] am Beispiel des Sandhaufenmodells eingeführt und illustriert. Dabei wird ein Sandhaufen auf einem Tisch betrachtet. Sandkörner werden auf zufällig gewählte Stellen des Haufens geworfen. Ist der Winkel des Sandhaufens an einem Ort steiler als ein kritischer Winkel z_{krit} , dann rutscht ein Sandkorn ab, was wiederum die Kontur des Sandhaufens ändert und damit zu weiteren Abrutschungen, d.h. zu einer Sandlawine, führen kann. In dem zweidimensionalen zellulären Automaten von Bak *et al.* [1988a] wird der lokale Winkel des Gitterpunktes (i, j) zum Zeitpunkt n mit dem Wert $z_n(i, j)$ bezeichnet. Zu jedem Zeitschritt n fällt ein Sandkorn zufällig auf das $L \times L$ -Gitter. An dem Auftreffpunkt (k, l) wird z_n um einen Wert erhöht. Ist der Wert noch unterkritisch, $z_n(k, l) < z_{krit}$, dann folgt der $(n+1)$ te Zeitschritt, d.h. ein neues Sandkorn fällt zufällig auf das Gitter. Im anderen Fall, $z_n(k, l) \geq z_{krit}$, werden die Winkel entsprechend

$$\begin{aligned} z_n(k, l) &\rightarrow z_n(k, l) - 4 \\ z_n(k, l \pm 1) &\rightarrow z_n(k, l \pm 1) + 1 \\ z_n(k \pm 1, l) &\rightarrow z_n(k \pm 1, l) + 1 \end{aligned} \quad (3.1)$$

neu gesetzt. Wird dadurch einer der Nachbarpunkte überkritisch, so rutscht auch dort ein Sandkorn und die Winkel werden entsprechend Gl. (3.1) nun für diesen Punkt und dessen Nachbarn verändert bis alle Gitterplätze unterkritisch sind, d.h. $z_n(i, j) < z_{krit}$ für $1 \leq i, j \leq L$ gilt. Die Anzahl der in der Kettenreaktion beteiligten Gitterpunkte bestimmt die Größe S der Lawine. In Abb. 3.1 ist dieser Modellalgorithmus an einem Beispiel illustriert.

Die interne Dynamik des Systems ist konservativ, da nur Sandkörner verloren gehen, die den Tisch herunterfallen (offene Randbedingungen). Die Modellsimulationen beginnen mit zufälligen (unterkritischen) Anfangswerten. Obleich sich das System wegen des konstanten Zuflusses von Sandkörnern weit weg von seinem thermodynamischen Gleichgewichtszustand befindet, bleibt der Sandhaufen nach einer transienten Phase in einem im statistischen Sinn stationären Zustand. Dieser Zustand wird durch einen konstanten mittleren Winkel und einer Potenzgesetz-Skalierung der Lawinengrößen repräsentiert [Bak *et al.* 1988b]. In diesem stationären, aber metastabilen Zustand kann ein zusätzliches Sandkorn eine Kettenreaktion auslösen, die den gesamten Sandhaufen beeinflusst. Die Anzahl der Lawinen der Größe S wird im stationären Zustand annähernd durch

$$N(S) \sim S^{-1} \quad (3.2)$$

beschrieben. In Abb. 3.2 ist die Verteilung der Lawinengrößen, die sich nach einer Transition von einigen hunderttausend Ereignissen einstellt, für eine 100×100 -Gittersimulation dargestellt.

Dieses einfache Sandhaufenmodell besitzt bereits einige wichtige Gemeinsamkeiten mit Erdbeben, die darauf hindeuten, daß sich die Erdbebendynamik durch das Sandhaufenmodell in wesentlichen Zügen beschreiben läßt:

- (g1) Lawinendynamik: Die Zeitskala des externen Antriebs, d.h. die der auftreffenden Sandkörner, ist wesentlich länger als die Zeitskala der Dynamik einer einzelnen Lawine. Ebenso überschreitet im Fall der Erdbeben die tektonische Aufladezeit die

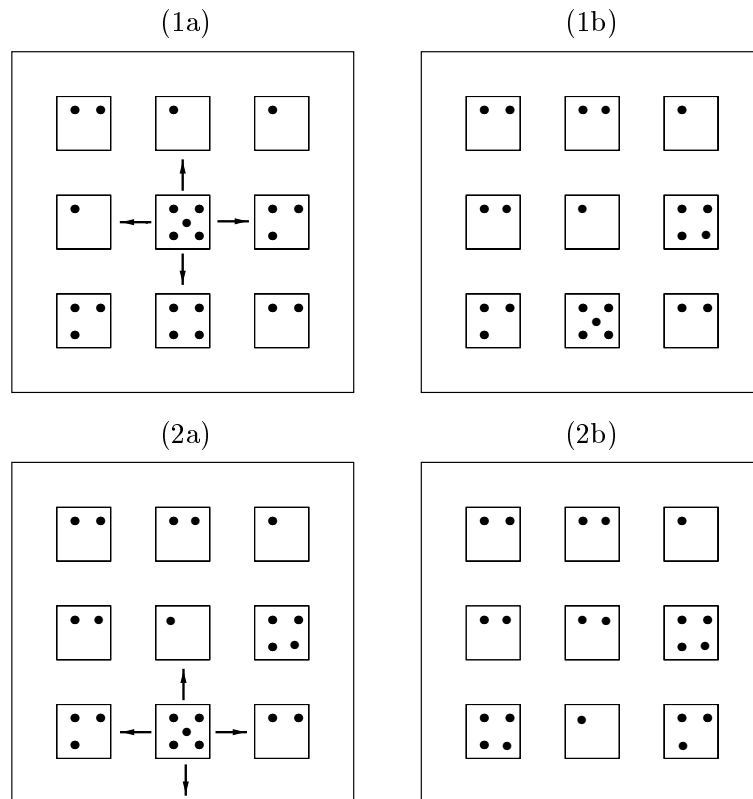


Abbildung 3.1: Der Algorithmus des Sandhaufenmodells [Bak *et al.* 1988a] illustriert am Beispiel eines 3×3 -Gitters mit einem kritischen Wert von $z_{krit} = 5$. Ein Sandkorn fällt per Zufall auf die mittlere Box, dessen Winkel dadurch den kritischen Wert erreicht (1a). Daraufhin löst die mittlere Box eine Lawine aus: (1b) Die Winkel der Nachbarn erhöhen sich jeweils um eine Einheit, während der Winkel der mittleren Box zurückgesetzt wird. (2a) Die untere Box erreicht dadurch den kritischen Winkel und erhöht durch Abrutschen wiederum die Winkel der Nachbarn (2b). Dabei fällt ein Sandkorn aus dem Gitter. Nun ist keine Box kritisch geladen und die Kettenreaktion (bestehend aus zwei Rutschereignissen $S=2$) ist beendet.

Dauer einzelner Erdbeben um Größenordnungen (siehe Abb. 2.4, S. 11). Somit finden diese Vorgänge jeweils auf getrennten Zeitskalen statt.

- (g2) Größenverteilung: Die Verteilung der Erdbebengrößen folgt wie die Verteilung der Lawinengrößen im Sandhaufenmodell einem Potenzgesetz (Gl. 2.3).
- (g3) Stationärer Zustand: Der regionale Spannungsabfall durch ein Erdbeben ist mit 3%-30% relativ klein [Scholz 1994; Main 1996], d.h. die Verwerfung bleibt spannungsgeladen.
- (g4) Kritischer Zustand: Kleine Änderungen im Zustand der Erdkruste können wie ein einzelnes Sandkorn im Sandhaufenmodell große Ereignisse auslösen; z.B. löst der Bau von neuen Staudämmen häufig eine ganze Erdbebenserie aus [Sornette *et al.* 1990; Scholz 1991].

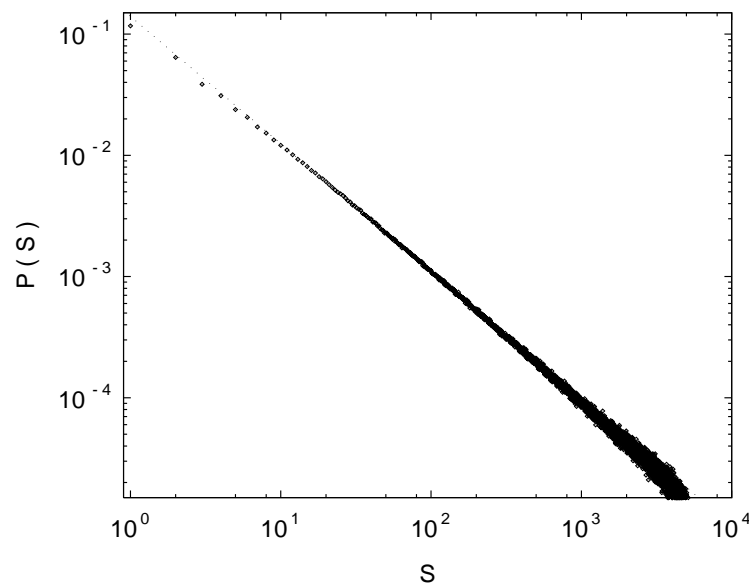


Abbildung 3.2: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Lawinengrößen $P(S)$ dargestellt für eine Simulation des Sandhaufenmodells auf einem 100×100 -Gitter mit $4 \cdot 10^6$ Ereignissen. Die gepunktete Linie entspricht einem Potenzgesetz mit dem Exponenten -1.05 .

Diese Gemeinsamkeiten lassen vermuten, daß sich Verwerfungen im Zustand selbstorganisierter Kritizität befinden [Bak & Tang 1989]. Andererseits unterscheidet sich die Dynamik der Erdbeben von derjenigen der Sandlawinen in einigen wichtigen Punkten. Turcotte [1994] nennt die folgenden drei Unterschiede:

- (u1) Gutenberg-Richter-Gesetz: Die Größenverteilung der Sandlawinen folgt keinem kumulativen Potenzgesetz. Dies wird ersichtlich durch die Beziehung $N(S) \sim S^{-1}$ (Gl. 3.2), dessen Integral für $S \rightarrow \infty$ divergiert. Somit ist das Gutenberg-Richter-Gesetz (Gl. 2.3) für die Sandlawinen nicht erfüllt.
- (u2) Das Sandhaufenmodell erzeugt weder Schwarmereignisse noch Vor- oder Nachbebensequenzen.
- (u3) Es treten keine Erdbeben mit charakteristischen Rutschflächen auf, d.h. die großen Erdbeben verteilen sich zufällig über das Gitter.

Die weitere Arbeit wird zeigen, daß diese Differenzen nicht grundsätzlicher Natur sind, d.h. daß sich diese erdbebentypischen Phänomene in das Konzept der selbstorganisierten Kritizität integrieren lassen. Vorher wird noch die grundlegende Frage behandelt, wie der Algorithmus des Sandhaufenmodells mit geophysikalischen Mechanismen, die in einer Verwerfung stattfinden, in Verbindung steht. Dazu werden im nächsten Abschnitt das Feder-Block-Erdbebenmodell von Burridge und Knopoff [1967] und dessen Verallgemeinerungen bzw. Vereinfachungen vorgestellt.

3.2 Erdbebenmodelle mit Haft-Gleit-Verhalten

Zwei aufeinander ruhende Materialien fangen erst dann übereinander zu gleiten an, wenn die relative Kraft zwischen den Körpern den Haftreibungswert des Materials überschreitet. In dem bewegten Zustand ist der Reibungswiderstand kleiner als die Haftreibung. In Laborexperimenten beobachtet man, daß übereinander gezogene Gesteine ruckartige (Haft-Gleit-) Bewegungen durchführen [Brace & Byerlee 1966; Brace 1972]. Die Klasse der Modelle, die diese Eigenschaft zur Erklärung von Erdbeben heranzieht, gründet sich auf das grundlegende Feder-Block-Modell von Burridge und Knopoff [1967] (Abschnitt 3.2.1), welches bereits in einer Vielzahl von Modellvariationen untersucht wurde. Insbesondere werden masselose Versionen dieses Modells benutzt, um die Eigenschaften der Erdbeben statistisch zu beschreiben (Abschnitt 3.2.2). Die massiven und masselosen Modelltypen besitzen noch nicht die gewünschten raumzeitlichen Charakteristiken der Erdbebedynamik wie Vor- und Nachbebensequenzen. Mechanismen, die diesen Mangel zumindest teilweise beheben können, werden in Abschnitt 3.3 diskutiert.

3.2.1 Massive Feder-Block-Modelle

Das Erdbebenmodell von Burridge und Knopoff [1967] reduziert eine bereits bestehende Verwerfung auf eine eindimensionale Kette von Blöcken, die zwischen zwei sich relativ zueinander bewegenden tektonischen Platten liegt. Diese Blöcke sind über Federn elastisch mit ihren nächsten Nachbarn (die schwächeren langreichweitigen Wechselwirkungen werden ignoriert) und mit der oberen Platte verbunden. Mit der unteren Platte, auf der sie aufliegen, sind sie über Reibungsterme verknüpft. Dieses Modell wurde von Otsuka [1972] auf ein zweidimensionales Blocksystm erweitert, welches in Abb. 3.3 dargestellt ist. Auf jeden der Blöcke wirkt eine elastische Kraft, die von den Nachbarblöcken und der oberen Platte ausgeht. Ist diese Kraft kleiner als die statische Reibung, so bleiben die Blöcke an der Oberfläche der unteren Platte haften. Wegen der relativen Plattenverschiebung wächst die elastische Kraft an jedem Block bis die Haftreibung an einem der Blöcke überschritten wird. Dann fängt dieser Block zu rutschen an, was aufgrund der Federkopplung die Kraft auf die Nachbarblöcke erhöht. Diese zusätzliche Kraft kann die Nachbarblöcke zum Rutschen bringen. Eine Kettenreaktion setzt ein, die mit einem Erdbeben identifiziert wird. Das kleinste Erdbeben besteht aus einem rutschenden Block.

Für den Fall einer eindimensionalen Blockkette der Länge L , mit den Massen m und den Blockkoordinaten x_i , lautet das gekoppelte System der Bewegungsgleichungen [Carlson & Langer 1989a]

$$m \cdot \ddot{x}_i = K_1 \cdot (x_{i+1} - 2x_i + x_{i-1}) - K_L \cdot (x_i - vt) - F(\dot{x}_i), \quad (3.3)$$

wobei $F(\dot{x})$ der Reibungsterm und v die relative tektonische Plattengeschwindigkeit ist. Die Plattenbewegung kann während eines einzelnen Erdbebens vernachlässigt werden (siehe Kapitel 2, Abb. 2.4).

Die Dynamik dieses Modelltyps ist aufgrund des Schwellencharakters des Reibungsterms nichtlinear und es tritt ein reichhaltiges dynamisches Verhalten auf. In Abhängigkeit der Systemgröße L und der Form des Reibungsterms beobachtet man folgenden Eigenschaften:

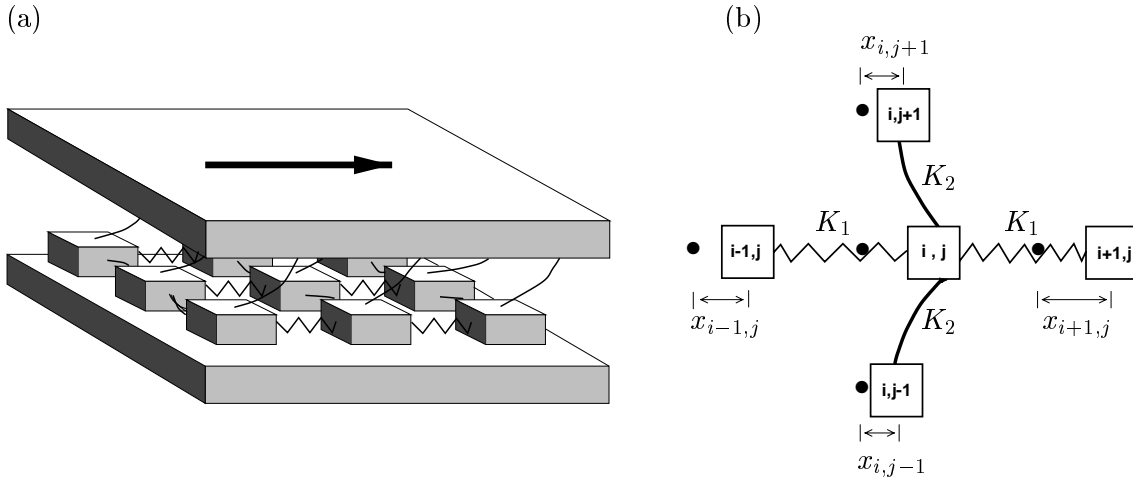


Abbildung 3.3: Die Geometrie des zweidimensionalen Burridge-Knopoff-Modells: (a) Jeder Block ist über eine Feder der Federkonstanten K_L mit der oberen tektonischen Platte und über Reibungsterme mit der unteren Platte verbunden. Durch die relative Bewegung der oberen gegenüber der unteren tektonischen Platte wird das Blocksystem aufgeladen. (b) zeigt eine detaillierte Aufsicht auf einen Block (i, j) , der über Federn mit Federkonstanten K_1, K_2 mit seinen Nachbarblöcken gekoppelt ist. Die Auslenkung aus der entspannten Position ist durch x angegeben.

- Deterministisches Chaos:

In dem eindimensionalen Modell mit wenigen gekoppelten Blöcken treten neben periodischen und quasiperiodischen auch chaotische Orbits auf: Huang und Turcotte [1990a, 1990b, 1992] fanden in einer 2-Block-Version des Burridge-Knopoff-Modells sowohl Bifurkationspunkte mit Periodenverdopplung als auch deterministisches Chaos. Im Fall eines 3-Blocksystems bestimmten Gabrielov *et al.* [1994] Parameterbereiche, für die das System deterministisches Chaos zeigt, wie auch Parameterbereiche mit periodischer Dynamik.

- Selbstorganisierte Kritizität:

Carlson und Langer [1989a, 1989b] betrachteten eine eindimensionale Version des Feder-Block-Modells mit einem geschwindigkeitsabhängigen Reibungsterm $F(\dot{x}) = \text{sgn}(\dot{x})/(1+|\dot{x}|)$ und lösten das dazugehörige Gleichungssystem (3.3). Für die Modellsimulationen verwendeten sie Blockketten der Länge $L=200$. Obwohl das System deterministisch und räumlich homogen ist, ergibt sich ein komplexes Rutschverhalten. Nach einer transienten Phase, in der die Fluktuation der Ereignisgrößen anwächst, erreicht das System einen stationären Zustand, in dem die Größen der Rutschereignisse einem Potenzgesetz gemäß verteilt sind. Dies wird als Indiz für den Zustand der selbstorganisierten Kritizität gewertet (siehe Abschnitt 3.1).

Eine Verbindung zwischen deterministischem Chaos in Modellen mit wenigen Blöcken und selbstorganisierter Kritizität in Modellen mit sehr vielen gekoppelten Blöcken fanden de Sousa Vieira und Lichtenberg [1996] im Fall des *Zug*-Modells: Sie zeigten für dieses eindimensionale Modell, bei dem nur der erste Block gezogen wird, daß für eine große

Kettenlänge ($L > 100$) der größte Lyapunov-Exponent positiv ist und gleichzeitig die Ereignisgrößen nach einem Potenzgesetz verteilt sind. Sie folgerten daraus, daß selbstorganisierte Kritizität und deterministisches Chaos koexistieren können.

Anmerkung: Obwohl die Geometrie des BK-Modells asymmetrisch ist, d.h. die beiden tektonischen Platten unterschiedlich mit dem Blocksystem gekoppelt sind, ist die dadurch beschriebene Dynamik (relative Verschiebungen und Reibungskräfte) mit der symmetrischen Geometrie äquivalent (siehe Abb. 3.4).

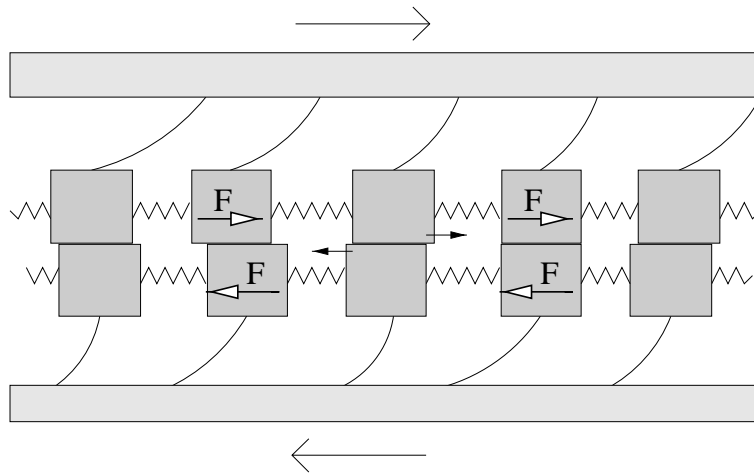


Abbildung 3.4: Äquivalente Darstellung des BK-Modells (Abb. 3.3) mit einer symmetrischen Geometrie: Eine relative Verschiebung der übereinander reibenden Blöcke (hier sind es die mittleren Blöcke), erhöht die Scherspannung, aber nicht die Summe der Kräfte an den aufeinander haftenden Nachbarblöcken.

3.2.2 Masselose Feder-Block-Modelle

Die massiven Feder-Block-Modelle haben den Nachteil, daß die numerische Behandlung des Systems von gekoppelten Differentialgleichungen (3.3) aufwendig ist. Ein großes statistisches Ensemble von Ereignissen kann nur auf einem kleinen Gitter simuliert, bzw. auf einem großen Gitter können nur kurze Erdbebensequenzen berechnet werden. Daher ist eine statistische Auswertung der Simulationen wegen der geringen Ereignisanzahl bzw. Variation an Ereignisgrößen nur unzureichend möglich. Eine Alternative bieten die masselosen Versionen des Burridge-Knopoff-Modells. In diesen Modellversionen wird die Masse und damit die Trägheit der einzelnen Blöcke vernachlässigt, d.h. der Rutschvorgang eines Blocks findet instantan statt. In diesem Fall induziert der rutschende Block erst nach vollendeter Bewegung eine zusätzliche Kraft auf die Nachbarblöcke. Erst im Anschluß daran fängt eventuell einer dieser Blöcke selbst zu rutschen an. Dies entspricht einer „selbsteilungs“-artigen und nicht einer „bruch“-artigen Erdbebenausbreitung. Diese Annahme wird durch die Beobachtung unterstützt, daß die Rutschbewegung während eines Erdbebens nur in einem schmalen Bereich stattfindet, welcher sich über die Verwerfung bewegt und hinter dem der Rutschvorgang wieder stoppt („heilt“) [Heaton 1990].

Charakteristisch für die Modelltypen mit verschwindenden Blockmassen ($m = 0$) ist, daß

der Reibungsterm $F(\dot{x})$ (in Gl. 3.3) in diesem Fall nur durch den Wert der Haftreibung $F_h = F(0)$ und einen Wert für die dynamische Reibung $F_d = F(\dot{x} \neq 0) < F_h$ beschrieben wird. Somit bleibt ein Block in Ruhe, solange die Summe der angreifenden elastischen Kräfte die Haftreibung nicht überschreitet. Wird der Haftreibungswert überschritten, d.h. gilt $K_1(x_{i+1} - 2x_i + x_{i-1}) - K_L(x_i - vt) \geq F_h$, dann rutscht der Block mit der dynamischen Reibung F_d in seine neue Ruheposition \tilde{x}_i , der durch die Gleichung

$$F_d = K_1(x_{i+1} - 2\tilde{x}_i + x_{i-1}) - K_L(\tilde{x}_i - vt) \quad (3.4)$$

und damit durch

$$\tilde{x}_i = x_i + \frac{F_h - F_d}{2K_1 + K_L} \quad (3.5)$$

gegeben ist. In der neuen Ruheposition wirkt dann wieder die Haftreibung F_h . Die Positionsänderung des i ten Blocks führt zu einer Veränderung ΔF der elastischen Kräfte auf diesen Block und dessen Nachbarblöcke:

$$\begin{aligned} \Delta F_i &= - (F_h - F_d) \\ \Delta F_{i\pm 1} &= \alpha \cdot (F_h - F_d) \\ \alpha &:= K_1 / (2K_1 + K_L) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Für den zweidimensionalen Fall ergeben sich gemäß Abb. 3.3 die Werte $\alpha_{1/2} = K_{1/2} / (2K_1 + 2K_2 + K_L)$.

Betrachtet man das zweidimensionale Modell mit $K_1 = K_2$ und $K_L = 0$, dann wird die Verbindung zur Dynamik des Sandhaufens (Abschnitt 3.1) deutlich. In diesem Fall entsprechen Gl. (3.6) den Gleichungen des Sandhaufenmodells (Gl. 3.1) mit dem Unterschied, daß in den Blockmodellen sowohl die Zeit wie auch die Zustandsvariablen F kontinuierliche und nicht diskrete Größen sind. Aus diesem Grund werden diese Modelle auch als *kontinuierliche zelluläre Automaten* bezeichnet [Olami *et al.* 1992].

Nakanishi [1990, 1991] untersuchte ein eindimensionales masseloses Feder-Block-Modell und stellte fest, daß das quantitative Verhalten bezüglich der Muster der Rutschausbreitung und bezüglich der statistischen Eigenschaften derjenigen des massiven Modells [Carlson & Langer 1989a, 1989b] entspricht. Eine masselose zweidimensionale Version wurde erstmals von Brown *et al.* [1991] aufgestellt. Zahlreiche Autoren studierten in der Folgezeit diese Klasse der masselosen Feder-Block-Modelle [Sornette & Sornette 1989; Ito & Matsuzaki 1990; Carlson 1991; Feder & Feder 1991; Olami *et al.* 1992; Rundle & Klein 1993, 1995; Pepke *et al.* 1994; Morein *et al.* 1997].

Wichtigstes Kriterium der meisten Untersuchungen war die Frage, ob das System sich im Zustand der selbstorganisierten Kritizität befindet, speziell, ob das Gutenberg-Richter-Gesetz erfüllt ist. Simulationen mit Werten $K_L = 0$ [Bak & Tang 1989; Ito & Matsuzaki 1990; Brown *et al.* 1991] zeigen zwar eine Potenzgesetz-Verteilung der Erdbebengrößen, der Exponent B des Gutenberg-Richter-Gesetzes (Gl. 2.3) ist aber in diesem Fall wesentlich kleiner als derjenige realer Daten. Diese Modelle sind in dem Sinn konservativ, daß Kräfte nur über die festen Ränder, d.h. über die Kopplung mit starren Randblöcken, verloren gehen. Diese Annahme ist nicht realistisch, da in Verwerfungszonen seismische Wellen, Kriechprozesse, anelastische Verformungen, Flüssigkeitstransporte und andere Prozesse auf unterschiedlichsten Zeitskalen eine wichtige Rolle spielen [Scholz 1994]. Untersuchungen nichtkonservativer Systeme $K_L > 0$ [Feder & Feder 1991; Olami *et al.* 1992; Rundle

& Klein 1995] ergeben realistische Werte für den Exponenten B . Das zweidimensionale, masselose Modell von Olami, Feder und Christensen [1992] (OFC-Modell), benutzt Gl. (3.6) mit $K_1 = K_2$ und $K_L \neq 0$. Analysen des OFC-Modells [Olami *et al.* 1992; Christensen & Olami 1992a, 1992b; Christensen *et al.* 1992] zeigen, daß B mit α systematisch negativ korreliert ist, wobei die Werte zwischen $B = 0.2$ ($\alpha = 0.25$) und $B > 2$ ($\alpha < 0.07$) variieren. Auf diese Weise erhält man eine Erklärung für die beobachtete regionale Variation von B -Werten (siehe Kapitel 2), welche durch Laborexperimente unterstützt wird [Main *et al.* 1994]. Diese α -Abhängigkeit des B -wertes wurde durch die Untersuchungen weiterer nichtkonservativer, masseloser Feder-Block-Modelle bestätigt [Rundle & Klein 1993, 1995].

Diskontinuitäten und Heterogenitäten spielen in der Modellklasse der masselosen Feder-Block-Modelle eine wichtige Rolle. Simulationen räumlich homogener Modelle mit periodischen Randbedingungen (anstelle der festen oder freien Randbedingung) münden nach einer transienten Phase in einen periodischen Zustand [Socolar *et al.* 1993; Gabrielov *et al.* 1994]. Qualitativ läßt sich der Zustand der selbstorganisierten Kritizität aus dem Wechselspiel verstehen, das zwischen der nichtlinearen Dynamik mit lokaler Kopplung und äußeren Zwängen wie Randbedingungen oder Heterogenitäten (*quenched disorder*) besteht: Aufgrund der nichtlinearen Dynamik tendiert das System zur Synchronisation, während die Zwänge eine Desynchronisation bewirken [Corral *et al.* 1997; Leung *et al.* 1998]. Solche Diskontinuitäten, Heterogenitäten und Bandstrukturen sind in realen Verwerfungen immer vorhanden [King & Nabelek 1985].

Feder-Block-Modelle sind streng genommen kein echtes Beispiel für selbstorganisierte Kritizität, da sie der Bedingung, daß *der stationäre Zustand nicht sensitiv von Details der Dynamik abhängen soll* [Kadanoff *et al.* 1989; Socolar *et al.* 1993], nicht genügen: Der Exponent B hängt von der Kopplung α ab. Im Fall von festgehaltenen Heterogenitäten (*quenched disorder*) in Feder-Block-Modellen zeigten Rundle und Klein [1993], daß die Kritizität des selbstorganisierten Zustandes von der tektonischen Plattengeschwindigkeit abhängt, wobei skaleninvariantes (kritisches) Verhalten nur für einen bestimmten Geschwindigkeitsbereich auftritt. Dagegen weicht die Größenverteilung bei starken Heterogenitäten und kleinen Plattengeschwindigkeiten vom Gutenberg-Richter-Gesetz derart ab, daß große Erdbeben unterdrückt werden (subkritisches Verhalten). Bei großen Geschwindigkeiten weicht die Größenverteilung in der anderen Richtung vom Gutenberg-Richter-Gesetz ab, d.h. große Erdbeben treten häufiger auf (superkritisches Verhalten). Alle drei Parameterbereiche können mit Beobachtungen aus realen Verwerfungszonen in Zusammenhang gebracht werden. So kann subkritisches Verhalten seismisches Kriechen und Superkritizität das Auftreten von charakteristischen Erdbeben (siehe S. 8) erklären.

Die Frage, ob diese Erdbebenmodelle selbstorganisierte Kritizität im engeren Sinn oder nur einen selbstorganisierten stationären Zustand in unmittelbarer Nähe zu einem kritischen Punkt zeigen, ist für die Beurteilung dieser Klasse von Erdbebenmodellen nicht entscheidend. Wichtig ist allein die Frage, inwieweit sie die Phänomenologie von Erdbeben widerspiegeln können. Die oben genannten Modelle geben das Gutenberg-Richter-Gesetz mit realistischen Exponenten B wieder, d.h. im Gegensatz zum Sandhaufenmodell (siehe Punkt u1) unterscheidet sich die Verteilung der Ereignisgrößen nun in keiner Weise mehr von der entsprechenden Verteilung realer Erdbeben. Während charakteristische Erdbeben teilweise erklärbar sind, zeigen diese Modelle (ebenso wie das Sandhaufenmodell) nicht die dynamischen Eigenschaften wie Vor- und Nachbebensequenzen, Schwärme und seis-

mische Ruhephasen. Im folgenden Abschnitt werden einige geophysikalische Prozesse, die als möglicherweise zugrundeliegende Mechanismen für dieses raumzeitliche Verhalten vorgeschlagen wurden, vorgestellt und diskutiert.

3.3 Modifizierte Mechanismen

Die im Abschnitt 3.2 beschriebenen Modelle können nicht alle wesentlichen Phänomene der Erdbebedynamik erklären. Allerdings beziehen sie auch nur vereinfachte Reibungsterme und keine durch Erdbeben verursachten Materialveränderungen ein. Im folgenden wird gezeigt, daß einige dieser Phänomene mit Hilfe von speziellen Reibungs- bzw. Bruchgesetzen, Heterogenitäten oder Viskoelastizität erklärt werden können.

(a) Einbeziehung einer Nukleationsphase:

Der Rutschprozeß wird in den Modellen mit Haft-Gleit-Bewegung dann ausgelöst, wenn das Verhältnis der Scherspannung τ zur normalen Spannung $\bar{\sigma}$ den Wert der Haftreibung F_h erreicht. Während eines Rutschvorgangs fällt der Reibungswert auf einen niedrigeren Wert F_d ab. Natürlich sind diese Annahmen zu einfach. Laboruntersuchungen zeigen, daß F_h mit fortwährendem statischen Kontakt anwächst [Dieterich 1972a] und daß F_d geschwindigkeitsabhängig ist [Scholz *et al.* 1972]. Beides hängt mit der effektiven Größe der Kontaktfläche zwischen Block und Platte zusammen [Scholz 1994]. Diese Phänomene werden mit dem empirischen Dieterich-Ruina(DR)-Gesetz für die Zustandsvariable Θ beschrieben [Scholz 1998]

$$\begin{aligned}\tau &= \left[\mu_0 + a \ln\left(\frac{v}{v_0}\right) + b \ln\left(\frac{v_0 \Theta}{L}\right) \right] \cdot \bar{\sigma} \\ \dot{\Theta} &= 1 - \frac{v}{L} \cdot \Theta \quad .\end{aligned}\tag{3.7}$$

Dabei ist v die Rutschgeschwindigkeit und a, b, v_0, μ_0, L sind Konstanten. Die Materialkonstanten a, b hängen vom Gesteinstyp, Temperatur und einigen anderen Parametern ab. In Abhängigkeit von den Parameterwerten führt diese Gesetzmäßigkeit zu einem vielseitigen Verhalten. So wurde in Modellsimulationen [Dieterich 1992] und Laborexperimenten [Ohnaka *et al.* 1986] für den Fall $a - b < 0$ und $v > v_0$ gezeigt, daß stabiles Rutschen, welches an einem Punkt initiiert wird, sich mit einer beschleunigten Geschwindigkeit ausbreitet, bis eine Instabilität bei einer kritischen Ausdehnung L_c erreicht wird. Diese Instabilität entspricht einem ausgedehnten Bruch bzw. einem Erdbeben. Die Phase der stabilen, beschleunigten Bruchausbreitung wird als Nukleationsphase bezeichnet. Diese Verzögerungszeit, die nötig ist, um ein Erdbeben zu initiieren, wird mit Vor- und Nachbeben in Verbindung gebracht. Dieterich [1994] untersuchte die aufgrund eines plötzlichen Spannungssprungs zu erwartende Erdbebenrate. Seine theoretische Untersuchung führt unter einigen Annahmen auf eine Nachbebenstätigkeit, die über einen längeren Zeitraum dem Omori-Gesetz (Gl. 2.4) folgt.

Ob Nukleationsphasen in Verwerfungszonen wirklich vorhanden sind, ist aus mehreren Gründen umstritten:

1. Die kritische Länge ist in Laborexperimente mit $\sim 10\mu\text{m}$ sehr klein, während die Dimension der Vorbebenzone in der Größenordnung von Kilometern liegt [Scholz

1998].

2. Da Kontaktflächen in Verwerfungszonen im Gegensatz zu denjenigen in Laborexperimenten nicht sauber, glatt und staubfrei sind, ist die DR-Beziehung nicht mehr gültig [Beeler *et al.* 1994, 1996].

3. Die DR-Beziehung ist nur für kleine Geschwindigkeiten und Rutschdistanzen gültig. Mit fortwährendem Rutschen kommt es zu einem Übergang vom Geschwindigkeits-schwächenden (*velocity-weakening*) Materialverhalten zum Geschwindigkeits-stärkenden (*velocity-strengthening*) Verhalten, was mit einer Instabilität unvereinbar ist [Rundle *et al.* 1997].

(b) Einbeziehung von Spannungskorrosion:

Viele Materialien haben die Eigenschaft, daß unter fortwährender äußerer Spannung ihre Spaltbarkeit anwächst (Spannungskorrosion). Diese Schwächung des Materials wird mit chemischen Reaktionen erklärt, die unter Spannung und Feuchtigkeit verstärkt ablaufen [Scholz 1994]. Experimentelle Beobachtungen zeigen, daß sich aufgrund dieser Eigenschaft mikroskopische Brüche zeitweise mit der Bruchgeschwindigkeit $v \sim K^n$ vergrößern [Das & Scholz 1981]. Dabei gibt K den Spannungsintensitätsfaktor und n den sogenannten Spannungskorrosionsindex an. In einer theoretischen Betrachtung übertrug Shaw [1993] diese Beziehung auf das Spannungsfeld, $\dot{\sigma} \sim \sigma^n$. In Folge eines einzelnen Spannungssprungs treten dann Nachbeben gemäß dem Omori-Gesetz auf. Die Übertragbarkeit der mikroskopischen Laborresultate auf die makroskopische Ebene der Verwerfungszonen ist ähnlich problematisch wie die Anwendung des DR-Gesetzes (Gl. 3.7) (siehe oben).

Der Mechanismus der Spannungskorrosion liegt auch den Ladungs-Transfer-Modellen zugrunde. In dieser Modellklasse verkürzt sich die Zeit zum Bruch eines Gitterpunktes mit der Anzahl der gebrochenen Nachbarn [Turcotte 1997]. Dieser Zugang liefert eine Erklärung für die seit 1920 in der San Francisco Bay Area gemachte Beobachtung, daß die kumulative Benioffspannung (Wurzel des seismischen Moments (Gl. 2.2)) potentiell und zusätzlich mit einer kleinen logarithmisch-periodischen Schwankung ansteigt [Varnes 1989; Bufe & Varnes 1993]. Ein solcher Anstieg der Benioffspannung für diese Region wird in jüngster Zeit stark bezweifelt [Gross & Rundle 1998] und stünde auch in Konkurrenz zu der Hypothese einer seismischen Ruhephase vor großen Erdbeben (siehe Kapitel 2, S. 13).

Mit Hilfe eines zweidimensionalen zellulären Automaten mit Haftreibungswerten $F_h \sim \exp(-n^2/16)$, die von der Anzahl n der gebrochenen Nachbarn abhängen, konnten Henderson *et al.* [1994] eine andere Auswirkung der Spannungskorrosion nachweisen. Die Modellsimulationen reproduzieren die Beobachtung, daß der B -Wert der akustischen Signale kurz vor dem Gesteinsbruch absinkt (Punkt (i) im Abschnitt 2.2.2).

(c) Einbeziehung von Heterogenitäten:

In realen Verwerfungszonen sind Heterogenitäten stets vorhanden. In stark vereinfachter Form berücksichtigten Ito und Matsuzaki [1990] einen ortsabhängigen Haftreibungswert: In dem Sandhaufenmodell von Bak *et al.* [1987] wird nach jeder Lawine der Wert z_i aller an der Lawine beteiligten Punkte i mit gleicher Wahrscheinlichkeit um eine Einheit erhöht oder verringert. Dadurch werden möglicherweise Nach-Lawinen induziert. Betrachtet man Wechselwirkungen mit zufälligen Nachbarn

(*Mean-Field-Limit*) anstelle der Wechselwirkung mit den nächsten Nachbarn, kann das modifizierte Omori-Gesetz (Gl. 2.4) mit einem Exponenten $p = 1$ theoretisch abgeleitet werden. Zu beachten ist, daß in diesem Modell die Nachbeben instantan stattfinden, d.h. daß eine strikte Trennung der Zeitskala von Nachbeben und derjenigen von der tektonischen Aufladung existiert. Ferner werden keine Vorbeben beobachtet.

Einen ähnlichen Ansatz benutzt Heimpel [1997] für ein Blocksystem mit langreichweitigen Kopplungen, indem er die Haftreibung jedes gerutschten Blockes entsprechend der Verteilung $p(F_h) = 2F_h/\lambda^2 \cdot (1 + F_h^2/\lambda^2)^{-2}$ neu setzt, wobei λ ein Parameter ist: Es kommt zur Selbstorganisation von Bereichen mit hohen Haftreibungswerten (*Asperities*). Die Modellsimulation zeigt dabei einige Phänomene des seismischen Zyklus, z.B. Nachbeben, die in Folge des Bruchs einer großen *Asperity* auftreten. Das zeitliche Auftreten von Erdbeben in unmittelbarer zeitlicher Nähe vor und nach dem Hauptbeben wurde nicht näher untersucht, d.h. die Gültigkeit des Omori-Gesetzes wurde nicht überprüft. Ein verwandter Mechanismus, der aber gänzlich ohne Wechselwirkung zwischen den einzelnen Elementen auskommt, ist das Newman-Sneppen-Modell [Newman & Sneppen 1996]. Hier werden die Schwellen ähnlich asymmetrisch verteilt wie im Modell von Heimpel. Trotz des Rauschens und fehlender Kopplung zwischen den Elementen, folgt das System dem Gutenberg-Richter-Gesetz und dem Omori-Gesetz. Dagegen werden Vorbeben nicht beobachtet.

Barriere und Turcotte [1994] modellieren feste Heterogenitäten (*quenched disorder*) in der Weise, daß die Zellgrößen, welche die Bruchlängen symbolisieren sollen, in ihrem zellulären Automaten fraktal verteilt sind. Der Haftreibungswert einer Zelle entspricht dabei ihrer Größe. Bei Überschreitung der Haftreibung wird die gesamte Kraft einer Zelle an ihre Nachbarn (ihrer jeweiligen gemeinsamen Kantenlänge gemäß) verteilt. Dieses Modell zeigt Vor- und Nachbeben, deren Ratenänderung aber nicht dem Omori-Gesetz, sondern einem Exponentialgesetz folgt.

(d) **Einbeziehung von Viskoelastizität und Porenflüssigkeit:**

In Verwerfungszonen und in Gesteinsproben tritt transientes Kriechen auf [Griggs 1939; Lomnitz 1956; DeMets 1997; Heki *et al.* 1997]. Dieser Kriechprozeß kann in erster Näherung durch das Verhalten des Zener-Körpers (siehe Abschnitt 4.1) beschrieben werden. Dieterich [1972b] und Mikumo & Miyatake [1979] berücksichtigen transientes Kriechen, indem sie in Feder-Block-Modellen die Kopplungen zwischen den Blöcken durch das Verhalten von Zener-Körpern beschreiben. Zusätzlich wird eine zeitliche Abhängigkeit des Haftreibungswertes F_h (Teil des DR-Gesetz (Gl.3.7)) angenommen: Mit dem Rutschen zur Zeit $t=0$ fällt der Wert auf einen Bruchteil des Reibungswertes vor dem Erdbeben ab, um dann gemäß $\Delta F_h(t) \sim \log(c + t)$ wieder anzusteigen. Dabei ist c eine kleine Konstante. Sind die Relaxationszeiten des Zener-Körpers im Verhältnis zur logarithmischen Wiedererstarkung der Haftreibung kurz, kommt es zu Nachbeben. Modellsimulationen zeigen für einige Parameterbereiche und bestimmte Heterogenitäten Nachbebensequenzen, deren Raten dem Omori-Gesetz innerhalb eines begrenzten Zeitraums folgen [Dieterich 1972b; Mikumo & Miyatake 1979]. Desweiteren beobachtet man seismische Ruhe vor großen Rutschereignissen, aber keine Vorbebensequenzen [Mikumo & Miyatake 1979]. Die statistische Aussagekraft bezüglich des Gutenberg-Richter- sowie des Omori-Gesetzes ist wegen der Kürze der Simulationen und des kleinen Gitters (40×40 -Blöcke) nicht

groß.

Während Dieterich [1972b] und Mikumo & Miyatake [1979] starre tektonische Platten voraussetzen, geht Nakanishi [1992] von einem viskosen Flüssigkeitsfluß unter einer starren Kruste aus. An eine eindimensionale Kette von Blöcken, welche auf einer starren Platte reiben und Haft-Gleit-Bewegungen ausführen, ist ein zweidimensionales Block-Gitter gekoppelt, welches die zähfließende Platte beschreibt. Nachbeben treten entsprechend dem Omori-Gesetz (Gl. 2.4) auf, wobei der Exponent p mit der Viskosität bzw. mit der Relaxationszeit negativ korreliert ist. Im Gegensatz zu Beobachtungen treten hier aber keine Vorbeben auf.

Flüssigkeiten in Gesteinsritzen spielen auch für den Haftreibungswert eines Materials eine große Rolle: Erdbeben können Flüssigkeitsflüsse induzieren [Sibson 1981], die wiederum Einfluß auf den Haftreibungswert besitzen, da der Porendruck die Normalspannung vermindert [Scholz 1994]. Diese Eigenschaften benutzen die sogenannten Dilatanz-Diffusions-Modelle [Nur 1972; Nur & Booker 1972], um seismische Ruhe und Nachbeben-tätigkeit zu erklären: Hohe Spannungen führen zu Mikrorissen, die wiederum einen Abfall des Porendrucks und damit eine Gesteinsverhärtung (seismische Ruhe) bewirken. Diese Verhärtung verzögert den globalen Bruch (Hauptbeben), bis der Porendruck aufgrund der Flüssigkeitsdiffusion wieder ansteigt, d.h. die Haftreibung verringert wird. Das Hauptbeben verursacht einen schlagartigen Abfall des Porendrucks auf der Bruchfläche (Verhärtung). Diffundierende Flüssigkeiten erhöhen im Lauf der Zeit wieder den Porendruck, was zu einer Gesteinsschwächung führt, welche mit Nachbeben in Verbindung gebracht wird [Nur & Booker 1972]. Diese Modellvorstellung erklärt aber keine Vorbeben. Außerdem ist sie nicht mit der Beobachtung, daß die Nachbeben direkt im Anschluß an das Hauptbeben auf der gesamten Bruchfläche auftreten, verträglich, da in diesem Fall die Nachbeben-tätigkeit erst mit der Zeit von den Rändern in die Bruchfläche hineinwandern sollte [Scholz 1994]. Die Kombination dieser Modellvorstellung mit der einer Nukleationsphase (siehe oben), kann sowohl das Auftreten einer seismischen Ruhe (durch Porenflüssigkeit verursacht), als auch das Auftreten von Vor- und Nachbeben (durch Nukleation) erklären [Rudnicki 1988]. Die Problematik dieser Erklärung ist somit die gleiche wie im Fall der Nukleationsphase ohne Dilatanz (siehe oben). Weiterhin ist kein direkter Zusammenhang zwischen den vorhergesagten, vergleichsweise sehr kleinen Materialveränderungen und den daraus zu folgernden Erdbebenraten gegeben.

Allgemein ist es sehr schwierig, aus den beobachteten Variationen einzelner Parameter vor bzw. nach einem Hauptbeben auf die verantwortlichen Mechanismen zu schließen. Dies liegt zum einen an der Fragmenthaftigkeit vieler Beobachtungen, z.B. der Bodenbewegungen, Grundwasserstände, Geschwindigkeitsanomalien u.s.w., und zum anderen an den widersprüchlichen Interpretationsmöglichkeiten dieser Daten [Scholz 1994]. Somit ist ein Vergleich von simulierten Erdbebenkatalogen mit realen Katalogen, d.h. die statistische Auswertung der Modellsimulationen, notwendig. Dies ist aber aufgrund des numerischen Aufwands für Modelle, die aus gekoppelten, nichtlinearen Differentialgleichungen bestehen, häufig nicht möglich. Deshalb müssen vereinfachte Modellannahmen verwendet werden. Bisher hat sich gezeigt, daß keines der oben beschriebenen Modelle alle wichtigen Eigenschaften realer Erdbebenkataloge wie das Gutenberg-Richter-Gesetz, das Omori-Gesetz für Vor- und Nachbeben und die seismischen Ruhephasen simulieren kann.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Klasse der Feder-Block-Modelle vorgestellt. Dabei handelt es sich um intern gekoppelte und extern angetriebene Blocksysteme, deren einzelne Blöcke Haft-Gleit-Bewegungen ausführen. Da die wesentlichen Eigenschaften der Feder-Block-Modelle auch unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte, d.h. der Blockmassen, erhalten bleiben, können Simulationen mit Hilfe der masselosen Modelle einfach ausgeführt werden. Solche gekoppelten Blocksysteme organisieren sich selbständig in einen kritischen Zustand, in dem die Erdbebengrößen gemäß einem Potenzgesetz (Gutenberg-Richter-Gesetz) verteilt sind. Der Exponent B der Verteilung ist mit der elastischen Wechselwirkungsstärke α zwischen den Blöcken antikorreliert. Trotz der korrekten Wiedergabe der Größenverteilung kann diese Modellklasse die Erdbebedynamik in wesentlichen Punkten nicht beschreiben: Raumzeitliche Erdbebenanhäufungen wie Vorbeben, Nachbeben und Schwärme treten in diesen einfachen Modellen nicht auf. Zur Erklärung der Erdbebenanhäufungen kommen verschiedene geophysikalische Prozesse in Frage. Diese sind in Tab. 3.1, ebenso wie die Stärken und Schwächen der Feder-Block-Modelle, dargestellt. Bisher scheiterten alle Versuche, die wesentlichen Eigenschaften realer Erdbebenkataloge mit einem Modell zu simulieren. Somit stellt sich die Frage, inwieweit die Modelle die verantwortlichen Mechanismen

Modelltyp	beschriebene Phänomene	nicht beschriebene Phänomene
(1) Sandhaufenmodell	Potenzgesetz-Verteilung der Erdbebengrößen: $P(S) \sim S^{-1}$	GR-Gesetz: $P(S > S_0) \sim S_0^{-B}$ Vor-, Nachbeben, Schwärme, seismische Ruhephasen
(2) Feder-Block-Modelle:	GR-Gesetz: $P(S > S_0) \sim S_0^{-B}$	Vor-, Nachbeben, Schwärme, seismische Ruhephasen
(i) massiv ($m > 0$)		
(ii) masselos ($m = 0$)	B antikorreliert mit α	
zusätzliche Mechanismen	zur Erklärung von	beobachtet in Verwerfungen
(a) Nukleationsphasen	Vor-, Nachbeben	nein
(b) Spannungskorrosion	Vor-, Nachbeben	nein
(c) Heterogenitäten	Nachbeben	ja
(d) transientes Kriechen	Nachbeben	ja
bzw. Porenflüssigkeit	seismische Ruhe	ja

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der beschriebenen Modelltypen mit ihren wesentlichen Eigenschaften und der zur Erklärung der raumzeitlichen Phänomene vorgeschlagenen Mechanismen. Dabei bezeichnet S die Größe der Rutschfläche; GR steht für Gutenberg-Richter, und α ist in Gl. (3.6) definiert.

der Erdbebendynamik falsch bzw. unvollständig beschreiben.

In der weiteren Arbeit wird nun die Erdbebendynamik mit Hilfe eines neuen phänomenologischen Modells beschrieben, welches sich in Form eines masselosen Blockmodells formulieren läßt. Dieses Modell beschränkt sich auf die in Verwerfungen beobachteten Bewegungsformen: die ruckartige Verschiebung während eines Erdbebens und das aseismische sich verlangsamende Nachrutschen (transientes Kriechen) [Scholz 1972; DeMets 1997; Heki *et al.* 1997]. Dagegen werden die sich selbst beschleunigenden Prozesse der Nukleationsphasen nicht berücksichtigt, da diese bisher nicht in den für Vor- und Nachbeben relevanten Zeitskalen (Größenordnung: Stunden bis Monate) beobachtet wurden. Aufgrund der einfachen Simulierbarkeit des Modells können die auftretenden raumzeitlichen Phänomene auf ihre Ursachen untersucht und statistisch bewertet werden.

Relaxationsmodell

Die einfachen Feder-Block-Modelle erklären, wie in Kapitel 3 erläutert, die Gutenberg-Richter-Verteilung der Erdbebengrößen, aber nicht die typischen raumzeitlichen Phänomene wie seismische Ruhe, Vor- und Nachbeben. Eine mögliche Erklärung dieser raumzeitlichen Korrelationen ist ein zeitliches *Gedächtnis*, wie die im Abschnitt 3.3 beschriebene Nukleationsphase, Dilatanz oder viskose Relaxation. In diesem Kapitel wird ein neues Modell entwickelt und untersucht, welches lokales transientes Kriechen in den tektonischen Platten berücksichtigt. Diese Relaxationsprozesse werden mit Hilfe linearer viskoelastischer Körper modelliert und lassen sich im Kontext der masselosen Blockmodelle formulieren (siehe Abschnitt 4.1). Die Vorteile dieser Modellklasse gegenüber den massiven Modellvarianten, z.B. die einfache Simulierbarkeit und die geringe Zahl der Parameter, bleiben somit bestehen. Trotz der vereinfachten Modellannahmen können auf diese Weise viele raumzeitliche Eigenschaften der Erdbeben reproduziert werden (Abschnitt 4.2). Dies deutet darauf hin, daß das Modell die zugrundeliegenden Prozesse in wesentlichen Zügen widerspiegelt. Welche Schlüsse man daraus über die Art der Mechanismen, die in Verwerfungszonen eine maßgebliche Rolle spielen, ziehen kann, wird in Abschnitt 4.3 diskutiert. Im gesamten Kapitel werden die Simulationen mit den bekannten empirischen Gesetzmäßigkeiten (siehe Kapitel 2) verglichen. Mit einem zusätzlichen Test, der nichtlinearen Determinismus detektiert, werden in Abschnitt 4.4 simulierte und reale Erdbebenkataloge verglichen, bevor die Ergebnisse dieses Kapitels in Abschnitt 4.5 zusammengefaßt werden.

4.1 Das Modell

Ein Erdbeben bewirkt im allgemeinen sowohl innerhalb der Verwerfung als auch in den angrenzenden tektonischen Platten eine instantane Spannungsänderung. Diese wird sich aufgrund von Abschirmeffekten auf einen Raumbereich mit einer charakteristischen Ausdehnung beschränken. Transientes Kriechen, welches in Gesteinen und Verwerfungszonen eine wichtige Rolle spielt [Griggs 1939; Lomnitz 1956; DeMets 1997; Heki *et al.* 1997], ist deshalb vor allem in diesem Raumvolumen zu erwarten. Schematisch ist dies in Abb. 4.1(a) dargestellt. Dieses allgemeine Bild drückt sich in der Modellvorstellung der Feder-Block-Systeme durch die Darstellung in Abb. 4.1(b) aus. Die Beschränkung der Relaxationszone auf eine tektonische Platte geschieht aufgrund der leichteren Formulierbarkeit des Modells. Die durch ein solch einseitiges Modell beschriebene Dynamik ist mit der eines symmetrischen Modells äquivalent (siehe S. 22, Abb. 3.4). Wie weit sich die Zone des transienten Kriechens in der tektonischen Platte ausdehnt, hängt unter anderem von den Materialeigenschaften und den Kopplungsmechanismen ab. In einer ersten Näherung wird transientes Kriechen nur innerhalb einer Zone mit einem Radius eines Blockabstands angenommen, d.h. auf den Bereich des gerutschten Blocks und seiner nächsten Nachbarn beschränkt. Schwächere langreichweitige Wechselwirkungen werden nicht berücksichtigt. Unter dieser Einschränkung existieren zwei verschiedene, gegensätzliche Modelltypen: Die

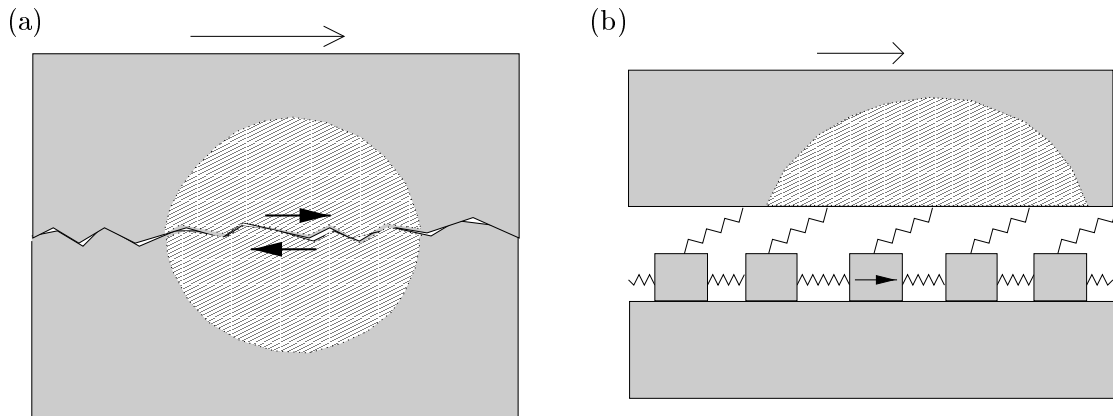


Abbildung 4.1: Die Zonen, in denen transientes Kriechen aufgrund eines Rutschereignisses zu erwarten ist: (a) in einer allgemeinen schematischen Darstellung; (b) für ein Feder-Block-Modell. Die Pfeile symbolisieren jeweils eine Rutschbewegung.

transienten Kriechprozesse wirken sich nur auf den gerutschten Block (LM = lokale Modellvariante), oder nur auf dessen Nachbarblöcke (AM = ausgedehnte Modellvariante) aus. Wie im folgenden gezeigt wird, simuliert das Modell vom Typ (AM) viele der gewünschten raumzeitlichen Eigenschaften, während dies nicht für den Typ (LM) gilt (siehe Abschnitt 4.3.1). Im allgemeinen wird sich der Kriechprozeß sowohl auf den gerutschten Block als auch auf dessen Nachbarn auswirken. Für den Fall eines gleichwertigen Einflusses der Prozesse von Typ (LM) und (AM) werden ebenso wie im Fall (AM) die wichtigsten Erdbebenphänomene wiedergegeben, d.h. der Mechanismus (AM) dominiert die Dynamik (siehe Abschnitt 4.3.1). Aus diesem Grund wird der Modelltyp (AM) im folgenden ausführlicher untersucht. Zuerst werden dazu die linearen viskoelastischen Körper vorgestellt, mit denen die transienten Kriechprozesse in einer ersten Näherung beschreibbar sind.

4.1.1 Lineare viskoelastische Körper

Lineare viskoelastische Körper setzen sich aus elastischen Federn mit Federkonstanten K und Dämpfungskolben mit Dämpfungskonstanten η zusammen. Für diese beiden Grundkörper gelten die folgenden Beziehungen zwischen Kraft F und Auslenkung X :

$$\text{Feder :} \quad F = K \cdot (X - X_0) \quad (4.1)$$

$$\text{Dämpfungskolben :} \quad F = \eta \cdot \dot{X} \quad (4.2)$$

Dabei beschreibt X_0 den entspannten Zustand der Feder.

Eine Feder hat keine transienten und ein Dämpfungskolben keine elastischen Eigenschaften. Somit kann keiner dieser beiden Grundkörper das gewünschte Verhalten alleine simulieren. Erst im Fall ihrer Kombination können diese Eigenschaften modelliert werden. Abbildung 4.2 zeigt die beiden Grundkörper und den Zener-Körper, der elastisches mit transientem Verhalten kombiniert. Eine grundlegende Eigenschaft linearer viskoelastischer Körper ist das Superpositionsprinzip, d.h. die Deformation, die von zwei gleichzeitig wirkenden Kräften erzeugt wird, ist gleich der Summe der Deformationen, die diese Kräfte erzeugen, wenn sie getrennt wirken. Die Kombinationen von Federn und Dämpfungskolben

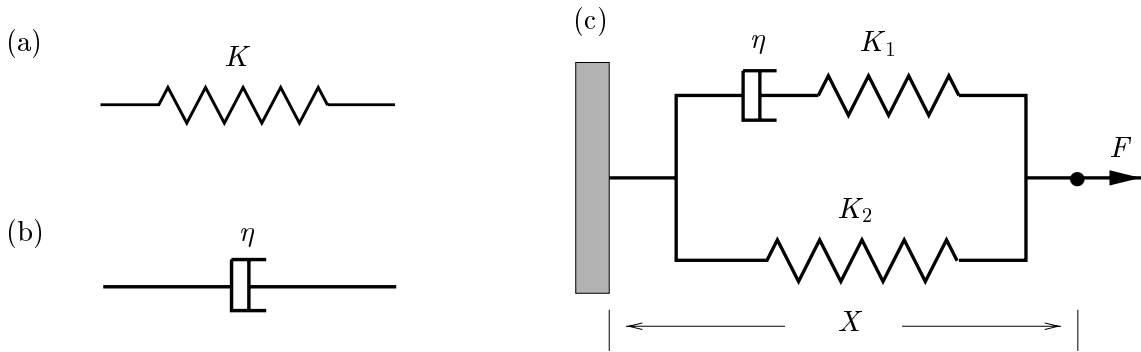


Abbildung 4.2: Die Grundkörper (a) Feder (Hooke-Element), (b) Dämpfungskörper (Newton-Element) und (c) der aus diesen Elementen zusammengesetzte Zener-Körper. Die äußere Kraft ist mit F und die Ausdehnung mit X angedeutet.

können im Fall einer Parallelschaltung durch Addition der einzelnen Kräfte und im Fall der Reihenschaltung durch Addition der einzelnen Ausdehnungen berechnet werden. Im Fall des Zener-Körpers gelten somit die Gleichungen

$$F = F_{K_2} + F_\eta = K_2 \cdot X + \eta \cdot \dot{X}_\eta \quad (4.3)$$

$$X = X_\eta + X_{K_1} = X_\eta + (F - K_2 \cdot X)/K_1 \quad (4.4)$$

Durch Elimination von X_η ergibt sich daraus

$$F + \frac{\eta}{K_1} \cdot \dot{F} = K_2 \cdot X + \eta \cdot \frac{K_1 + K_2}{K_1} \cdot \dot{X} \quad (4.5)$$

Am Beispiel des Zener-Körpers wird nun die Reaktion auf eine zusätzliche Kraft (Fall A) bzw. Ausdehnung (Fall B) untersucht, die zur Zeit t_0 auftritt und anschließend konstant gehalten wird:

- (A) Die zusätzliche Kraft F bewirkt eine instantane Ausdehnung $X(t_0) = F/(K_1 + K_2)$ und nach vollständiger Relaxation des Dämpfungskolbens die Ausdehnung $X(\infty) = F/K_2$. Die Bewegungsgleichung (Gl. 4.5 mit $\dot{F} = 0$) lautet dabei

$$\dot{X}(t) = \frac{K_1}{\eta(K_1 + K_2)} \cdot (F - K_2 \cdot X(t)) \quad (4.6)$$

Dies führt unter Beachtung der Randbedingungen auf das zeitliche Verhalten

$$X(t) = X(t_0) + (X(\infty) - X(t_0)) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{K_1 \cdot K_2}{\eta(K_1 + K_2)} \cdot (t - t_0)\right) \right] \quad (4.7)$$

mit der Relaxationszeit T von $\eta(K_1 + K_2)/(K_1 K_2)$.

- (B) Die zusätzliche, konstant gehaltene Ausdehnung X bewirkt zur Zeit t_0 eine instantane Krafterhöhung $F(t_0) = (K_1 + K_2) \cdot X$, die nach Relaxation des Dämpfungskolbens auf $F(\infty) = K_2 \cdot X$ abgefallen ist. Die Bewegungsgleichung (Gl. 4.5 mit $\dot{X} = 0$) lautet dabei

$$\dot{F}(t) = -\frac{K_1}{\eta} \cdot (F(t) - K_2 \cdot X) \quad (4.8)$$

und damit unter Beachtung der Randbedingungen auf den zeitlichen Verlauf

$$F(t) = F(t_0) + (F(\infty) - F(t_0)) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{K_1}{\eta} \cdot (t - t_0)\right) \right]. \quad (4.9)$$

Die Relaxationszeit T besitzt dabei den Wert η/K_1 .

Beide Fälle führen also zu einem exponentiellen Zeitverhalten, welches in Abb. 4.3 dargestellt ist.

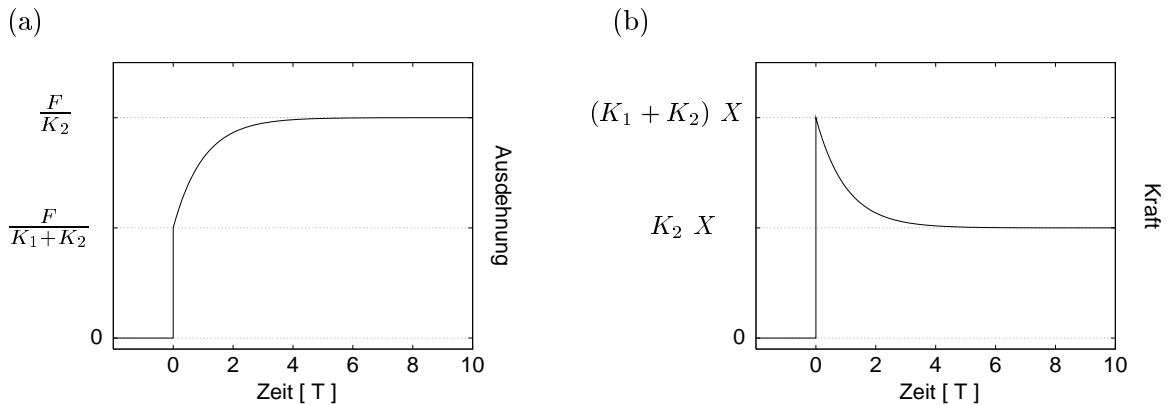


Abbildung 4.3: Die Reaktion eines Zener-Körpers auf eine zusätzliche, konstant gehaltene (a) Kraft F bzw. (b) Dehnung X , die zum Zeitpunkt $t = 0$ einsetzt. Die Federkonstanten K_1, K_2 sind gemäß Abb. 4.2 gewählt und die Zeit ist in Einheiten der Relaxationszeit T angegeben.

4.1.2 Das untersuchte Modell

Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, können viskoelastische Körper zur Modellierung transienter Kriecheigenschaften verwendet werden. Im folgenden wird ein Blocksystem des Modelltyps (AM) untersucht. In diesem Fall wirkt sich der transiente Kriechenprozeß nicht auf den gerutschten Block, sondern nur auf dessen Nachbarblöcke aus. Ein Beispiel für ein solches zweidimensionales Blocksystem der Größe $L \times L$ ist in Abb. 4.4 im Querschnitt gezeigt. Die Dynamik dieses Blocksystems wird jetzt untersucht.

Der Relaxationsmechanismus wird als der verantwortliche Prozeß für das Auftreten raumzeitlicher Erdbebenhaufen betrachtet. Da die Zeitskala dieser Erdbebenhaufen um Größenordnungen länger als die Dauer einzelner Erdbeben ist (siehe Abb. 2.4, S. 11), müssen auch die Relaxationszeiten vergleichsweise lang sein. Im folgenden wird deshalb angenommen, daß die Relaxationszeit sehr viel länger als die Dauer einzelner Erdbeben ist. Somit kann die Dynamik des Modells in eine seismische und eine aseismische Komponente zerlegt werden. Für die weiteren Ableitungen der Modellgleichungen werden die Definitionen aus Tabelle 4.1 benutzt.

Seismische Komponente: Die Dynamik eines einzelnen Erdbebens (Rutschereignisses) ist nur von den elastischen Eigenschaften des Modells abhängig und wird durch die Dynamik des OFC-Modells [Olami *et al.* 1992] beschrieben (siehe Abschnitt 3.2.2):

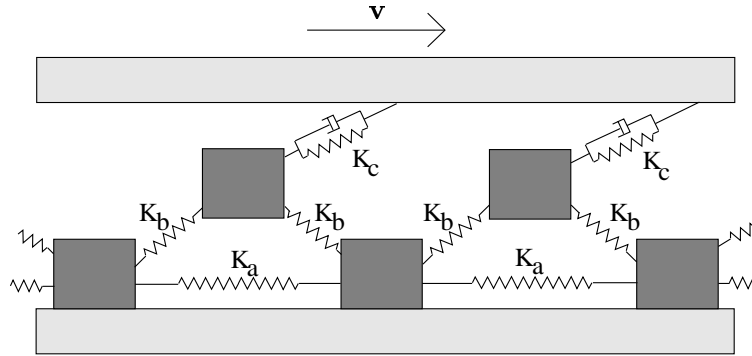


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung eines Querschnitts durch das betrachtete Blocksystem. Zwei benachbarte Blöcke sind jeweils über einen Mittelblock und Federn (Federkonstanten K_b und K_c) mit der oberen Platte verbunden. Die (unteren) Blöcke reiben auf der tektonischen Platte und wechselwirken untereinander über Federn mit der Federkonstanten K_a . Das Blocksystem wird durch die relative Geschwindigkeit v zwischen den beiden tektonischen Platten angetrieben.

einzelner Block: (i, j) mit $1 \leq i, j \leq L$
 nächste Nachbarn: $(i_{\pm}, j_{\pm}) \in \{ (i, j+1), (i, j-1), (i+1, j), (i-1, j) \}$

	Raumkoordinate	Kraft	zusätzliche Kraft
untere Blöcke:	x	F	F_{Δ}
obere Blöcke:	y	f	f_{Δ}

Tabelle 4.1: Definitionen

Ist zur Zeit t_0 die Kraft auf einen Block (k, l) größer als die Haftreibung, d.h. $F_{kl}^0 \equiv F(k, l, t_0) \geq F_h$, dann fällt der Reibungswert auf den dynamischen Reibungswert $F_d < F_h$. Der Wert von F_d kann ohne Einschränkung der Allgemeinheit auf $F_d = 0$ gesetzt werden, da eine Transformation aller Kräfte gemäß $F \rightarrow F - F_d$ die Dynamik nicht beeinflusst. Aufgrund dieser Änderung des Reibungsterms bewegt sich der Block ruckartig um das Stück $x(k, l)$ in seine neue Ruheposition, wobei $x(k, l)$ durch

$$x(k, l) = F_{kl}^0 / (4K_a + 4K_b) \quad (4.10)$$

gegeben ist. Dadurch wird Block (k, l) kräfteelos und auf jeden der nächsten Nachbarblöcke (k_{\pm}, l_{\pm}) wirkt eine zusätzliche Kraft

$$\begin{aligned} \text{unten:} \quad F_{\Delta}(k, l, t_0) &= -F_{kl}^0 \\ F_{\Delta}(k_{\pm}, l_{\pm}, t_0) &= K_a \cdot x(k, l) \equiv \alpha \cdot F_{kl}^0 \\ \text{oben:} \quad f_{\Delta}(k_{\pm}, l_{\pm}, t_0) &= K_b \cdot x(k, l) = (1/4 - \alpha) \cdot F_{kl}^0, \end{aligned} \quad (4.11)$$

mit dem Elastizitätsparameter

$$\alpha = K_a / (4K_a + 4K_b). \quad (4.12)$$

Dies kann zu einer Kettenreaktion führen, d.h. (untere) Nachbarblöcke können instabil werden und rutschen. Sind die Kräfte an allen unteren Blöcken kleiner als die Haftreibung, dann endet das Rutschereignis.

Aseismische Komponente: Die zeitliche Entwicklung nach einer Kettenreaktion bis zum nächsten Rutschereignis besteht im Gegensatz zum OFC-Modell nun nicht nur aus dem (a) tektonischen Aufladen, sondern auch aus dem (b) Relaxationsprozeß der Dämpfungskolben:

(a) Aufgrund der konstanten Plattenverschiebung steigt die Kraft im gesamten Blocksyste gleichförmig mit einer Rate F_h/T_0 an, wobei T_0 die Aufladezeit angibt.

(b) Die Kräfte auf die oberen Nachbarblöcke werden während eines Rutschereignisses (zur Zeit t_0) um den Wert $f_\Delta(k_\pm, l_\pm, t_0)$ erhöht. Aufgrund der Dämpfungskolben bewirkt diese Krafterhöhung aber keine instantane Verschiebung dieser Blöcke ($y(0) = 0$). Erst in der Folgezeit kommt es zur Relaxation der Dämpfungskolben und damit zur Bewegung der oberen Blöcke. Die vollständige Entladung führt zu einer Verschiebung um

$$y(\infty) = f_\Delta(k_\pm, l_\pm, t_0)/(2K_b + K_c) . \quad (4.13)$$

Die am Dämpfungskolben induzierte zusätzliche Kraft f_η hängt entsprechend

$$f_\eta = f_\Delta(k_\pm, l_\pm, t_0) - (2K_b + K_c) \cdot y(t) = \eta \cdot \dot{y}(t) \quad (4.14)$$

vom Wert y ab (siehe Gl. 4.2). Damit ergibt sich das zeitliche Verhalten

$$\begin{aligned} y(t) &= y(\infty) \cdot [1 - \exp(-(2K_b + K_c)/\eta \cdot t)] \\ &= y(\infty) \cdot [1 - \exp(-t/T)] \end{aligned} \quad (4.15)$$

mit der Relaxationszeit $T = \eta/(2K_b + K_c)$. Die Relaxation des Dämpfungskolbens führt zu einer zusätzlichen Kraft auf die unteren Nachbarblöcke

$$\begin{aligned} F_\Delta(k_\pm, l_\pm, t) &= f_\Delta(k_\pm, l_\pm, t_0) - f_\eta - K_c \cdot y(t) \\ &= 2 \cdot K_b \cdot y(t) \\ &= \kappa \cdot f_\Delta(k_\pm, l_\pm, t_0) \cdot [1 - \exp(-t/T)] \end{aligned} \quad (4.16)$$

Der Wert $\kappa = 2K_b/(2K_b + K_c)$ gibt den Anteil ($0 < \kappa < 1$) von $f_\Delta(k_\pm, l_\pm, t_0)$ an, der im Lauf der Zeit zu einer weiteren Erhöhung der Kräfte an den Nachbarblöcken führt. Somit charakterisiert κ die Rückkopplungsstärke: Der Grenzfall $\kappa = 0$ führt zu keiner Rückkopplung; die Dynamik ist identisch mit der des OFC-Modells. Im anderen Grenzfall ($\kappa = 1$) wird die gesamte Kraft, die während des Erdbebens auf die tektonische Platte übertragen wurde, dem Blocksyste wieder zugeführt, d.h. über lange Sicht ist die interne Dynamik konservativ und das System verliert nur aufgrund der Randbedingungen Energie (Kraft).

Wegen des Superpositionsprinzips addieren sich die Kräfte der verschiedenen Rutschereignisse und deren Zeitabhängigkeit. Dadurch kann die zeitliche Änderung der Kräfte nach dem N ten Erdbeben zur Zeit t_N bis zum nächsten Erdbeben durch

$$F(i, j, t) = F(i, j, 0) + \frac{t}{T_0} \cdot F_h + \sum_{n=1}^N \left[F_\Delta(i, j, t_n) + \kappa \cdot f_\Delta(i, j, t_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_n}{T}} \right) \right]$$

$$\begin{aligned}
&= F(i, j, t_N) + \frac{t - t_N}{T_0} \cdot F_h + \kappa \cdot \int_{t_N}^t \sum_{n=1}^N f_{\Delta}(i, j, t_n) \cdot \frac{e^{-\frac{t-t_n}{T}}}{T} d\tilde{t} \\
&= F(i, j, t_N) + \frac{t - t_N}{T_0} \cdot F_h + \kappa \cdot S_{ij}^N \cdot (1 - e^{-\frac{t-t_N}{T}}), \tag{4.17}
\end{aligned}$$

beschrieben werden. Weiterhin kann S_{ij}^N iterativ bestimmt werden

$$S_{ij}^N \equiv \sum_{n=1}^N f_{\Delta}(i, j, t_n) \cdot e^{-\frac{t_N-t_n}{T}} = f_{\Delta}(i, j, t_N) + S_{ij}^{N-1} \cdot e^{-\frac{t_N-t_{N-1}}{T}}. \tag{4.18}$$

Das folgende $(N+1)$ te Erdbeben beginnt an dem Block, an welchem der Haftreibungswert F_h zuerst erreicht wird. Zum Zeitpunkt dieser nächsten Instabilität werden die Kräfte wieder durch Rutschbewegungen instantan verteilt (siehe seismische Komponente).

Erdbeben als gekoppelte Abbildungsgitter

Das Modell wird überschaubarer, wenn die seismische Komponente als gekoppeltes Abbildungsgitter [Kaneko 1993] beschrieben wird.

Dazu definiert man die Abbildung

$$g : [0, \infty] \longrightarrow [0, F_h] : \quad g(x) = \begin{cases} x & \text{für } 0 < x < F_h \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}, \tag{4.19}$$

die in Abb. 4.5(b) dargestellt ist.

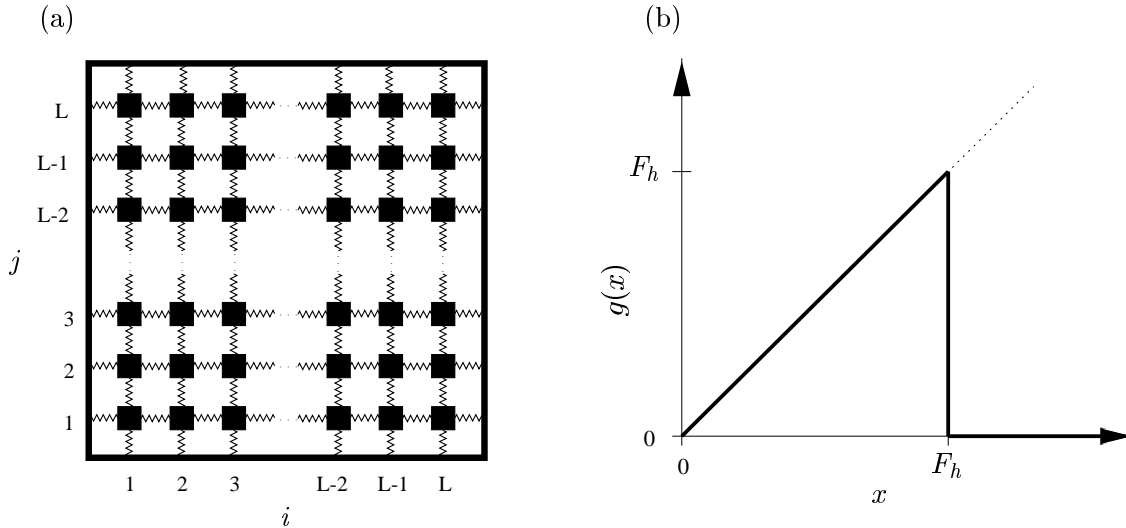


Abbildung 4.5: (a) zeigt das betrachtete $L \times L$ -Gitter der untereinander gekoppelten (unteren) Blöcke (i, j) . In (b) ist die Abbildung $g(x)$ dargestellt, mit dessen Hilfe das Verhalten der Blöcke während eines Erdbebens beschrieben wird (Gl. 4.20).

Bezeichnet $F_0(i, j)$ die Kraft zu Beginn eines Rutschereignisses (z.B. des N ten Erdbebens zur Zeit t_N), dann läßt sich die Dynamik des Erdbebens unter Beachtung von Gl. (4.11) durch

$$\begin{aligned} F_{n+1}(i, j) &= g(F_n(i, j)) + \alpha \cdot \sum_{(i_{\pm}, j_{\pm})} F_n(i_{\pm}, j_{\pm}) - g(F_n(i_{\pm}, j_{\pm})) \\ f_{\Delta, n+1}(i, j) &= f_{\Delta, n}(i, j) + (1/4 - \alpha) \cdot \sum_{(i_{\pm}, j_{\pm})} F_n(i_{\pm}, j_{\pm}) - g(F_n(i_{\pm}, j_{\pm})) \end{aligned} \quad (4.20)$$

ausdrücken, wobei $f_{\Delta, 0}(i, j) = 0$ gesetzt wird.

Das Gitter wird iteriert, bis sich keiner der Werte mehr ändert, d.h. $F_{n+1}(i, j) = F_n(i, j)$ für alle Gitterpunkte gilt. Ein solcher asymptotischer Zustand wird aufgrund des dissipativen Charakters der Wechselwirkungen immer erreicht. Anschließend werden die Kräfte entsprechend $F(i, j, t_N) \equiv F_n(i, j)$ und $f_{\Delta}(i, j, t_N) \equiv f_{\Delta, n}(i, j)$ neu gesetzt.

Modellalgorithmus

Der Modellalgorithmus besteht somit aus den folgenden Schritten:

(0) Startwerte:

Die Werte $F(i, j, 0)$ werden zufällig auf das Intervall $[0, F_h]$ (gleichförmig) verteilt und die Werte S_{ij}^0 werden auf $S_{ij}^0 = 0$ gesetzt.

(1) N tes Erdbeben:

Mit den Startwerten $F_0(i, j) = F(i, j, t_N)$ und $f_{\Delta, 0}(i, j) = 0$ wird das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} F_{n+1}(i, j) &= g(F_n(i, j)) + \alpha \cdot \sum_{(i_{\pm}, j_{\pm})} F_n(i_{\pm}, j_{\pm}) - g(F_n(i_{\pm}, j_{\pm})) \\ f_{\Delta, n+1}(i, j) &= f_{\Delta, n}(i, j) + (1/4 - \alpha) \cdot \sum_{(i_{\pm}, j_{\pm})} F_n(i_{\pm}, j_{\pm}) - g(F_n(i_{\pm}, j_{\pm})) \end{aligned}$$

solange iteriert, bis sich durch weitere Iterationen keine Veränderungen mehr ergeben. Danach wird $F(i, j, t_N) = F_n(i, j)$ und $f_{\Delta}(i, j, t_N) = f_{\Delta, n}(i, j)$ gesetzt.

(2) Nach dem N ten Erdbeben:

Der Zeitpunkt t_{ij} wird berechnet, an dem die Kraft auf Block (i, j) den Haftreibungswert erreicht. Diese ist implizit durch Gl. (4.17) gegeben:

$$F(i, j, t_N) + \frac{t_{ij} - t_N}{T_0} \cdot F_h + \kappa \cdot S_{ij}^N \cdot (1 - e^{-\frac{t_{ij} - t_N}{T}}) = F_h,$$

wobei S_{ij}^N den Wert

$$S_{ij}^N = f_{\Delta}(i, j, t_N) + S_{ij}^{N-1} \cdot e^{-\frac{t_N - t_{N-1}}{T}}$$

besitzt.

Anschließend wird der Block (k, l) bestimmt, an dem die Haftreibung als erstes erreicht wird, d.h. $t_{kl} = \min\{t_{ij} \mid 1 \leq i, j \leq L\}$. Das $(N+1)$ te Erdbeben wird an dem Block (k, l) (Epizentrum) zur Zeit t_{kl} initiiert.

Alle Werte werden entsprechend

$$F(i, j, t_{N+1}) = F(i, j, t_N) + \frac{t_{kl} - t_N}{T_0} \cdot F_h + \kappa \cdot S_{ij}^N \cdot (1 - e^{-\frac{t_{kl} - t_N}{T}})$$

neu gesetzt und der Algorithmus wird mit Schritt (1) für das $(N+1)$ te Erdbeben fortgesetzt.

Der Modellalgorithmus wird dabei durch die Parameter T, T_0, F_h, α und κ festgelegt. Allerdings beeinflussen die Absolutwerte von T, T_0 und F_h nur die numerische Zeitskala, während die Dynamik effektiv nur durch das Verhältnis T/T_0 beeinflußt wird. In dieser Arbeit werden die Parameter T_0 und F_h ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit willkürlich auf $T_0 = 10^3$ und $F_h = 1$ gesetzt. Somit verbleiben neben der Größe $L \times L$ des Gitters die folgenden Modellparameter:

T_r : Relative Relaxationszeit, die durch das Verhältnis $T_r = T/T_0$ zwischen der Relaxationszeit T und der tektonischen Aufladezeit T_0 bestimmt wird.

α : Elastische Kopplungskonstante, die ein Maß für die Wechselwirkung zwischen benachbarten Blöcken ist: $0 \leq \alpha \leq 0.25$

κ : Anteil des elastischen Spannungsverlusts, der über den Relaxationsprozeß dem Blocksystem zurückgeführt wird: $0 < \kappa < 1$

4.2 Simulationen des Modells

Im folgenden werden nun Simulationen des im letzten Abschnitt entwickelten Relaxationsmodells analysiert. Die Simulationen werden auf einem $L \times L$ -Gitter mit festen Randbedingungen durchgeführt, d.h. die Randblöcke $(1, j)$ und (i, L) sind an starre Wände gekoppelt. Der Algorithmus (siehe Abschnitt 4.1.2) wird nun so lange iteriert, bis ein (im statistischen Sinn) stationärer Zustand erreicht ist.

In Abschnitt 4.2.1 wird der Effekt des Relaxationsprozesses zuerst anhand eines Beispiels demonstriert, bevor die Modellsimulationen in den nachfolgenden Abschnitten hinsichtlich der Verteilung der Erdbebengrößen (Abschnitt 4.2.2) und der raumzeitlichen Eigenschaften (Abschnitt 4.2.3) überprüft werden. Das Modell wird in diesen Abschnitten für Variationen der Parameter T_r und L untersucht. Die Parameter α und κ sind (soweit nicht anders angegeben) durch $\alpha = 0.2$ und $\kappa = 0.5$ festgelegt. In Abschnitt 4.2.4 werden die Resultate bezüglich ihrer Abhängigkeit von allen Modellparametern diskutiert.

4.2.1 Beispiel eines abhängigen Erdbebens

Der wesentliche Unterschied des vorgeschlagenen Relaxationsmodells zu den masselosen Feder-Block-Modellen [Feder & Feder 1991; Olami *et al.* 1992; Christensen & Olami 1992a, 1992b; Christensen *et al.* 1992; Rundle & Klein 1995] liegt in den transienten Eigenschaften. Die Kräfte steigen im Anschluß an ein Erdbeben nicht nur gleichförmig mit der tektonischen Aufladung, sondern auch aufgrund des transienten Kriechens in der oberen Blockschicht an (Gl. 4.16). Dieser Anstieg kann zu nachfolgenden abhängigen Erdbeben führen. Dies ist in Abb. 4.6 an einem Beispiel illustriert.

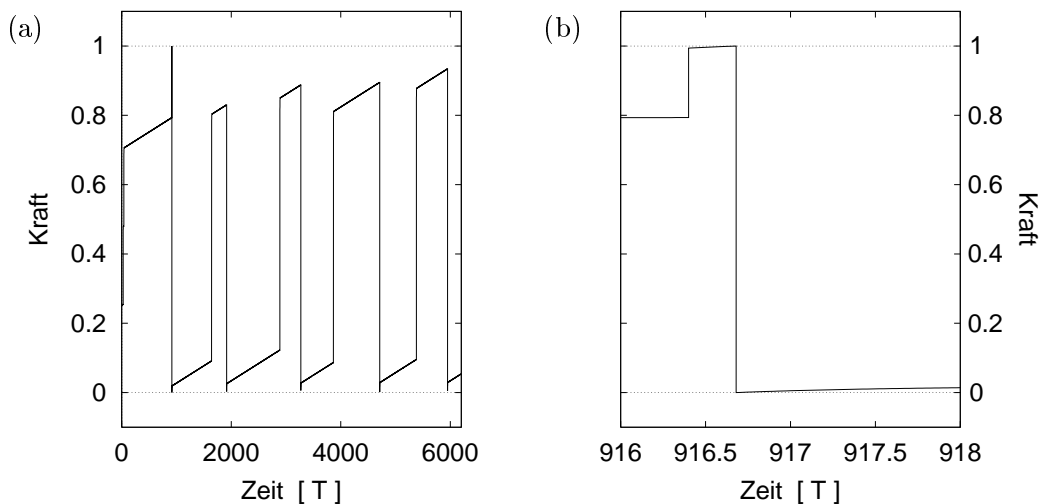


Abbildung 4.6: Ein Beispiel für den Ladungszustand eines Blockes während einer Simulation mit $T_r = 10^{-4}$ und $L = 100$: (a) zeigt den Zeitausschnitt einer Sequenz mit 4000 Erdbeben, wovon (b) einen Teilabschnitt zeigt. Der Relaxationsprozeß nach dem Erdbeben zur Zeit $t = 916.4$ [T] verursacht das Erdbeben zur Zeit $t = 916.68$ [T], dessen Epizentrum der betrachtete Block ist.

4.2.2 Gutenberg-Richter-Gesetz

In den Modellsimulationen verteilen sich die Rutschflächen S der Erdbeben gemäß dem Gutenberg-Richter-Gesetz. Abbildung 4.7 zeigt deren Wahrscheinlichkeitsverteilung für eine Simulation eines 100×100 -Gitters mit $T_r = 10^{-4}$ in kumulativer (Gutenberg-Richter-Gesetz) und nicht-kumulativer Form. Die kumulative Verteilung folgt einem Potenzge-

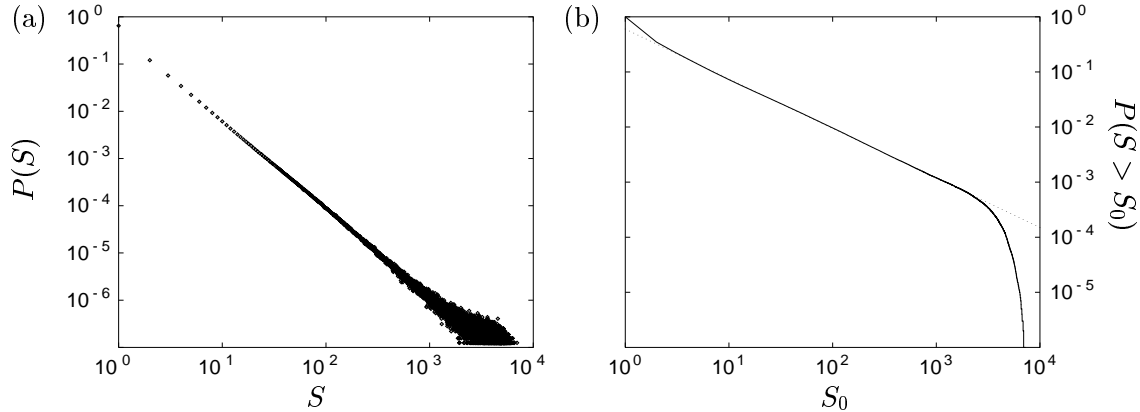


Abbildung 4.7: Die Größenverteilung der Erdbeben im Relaxationsmodell: (a) Die Wahrscheinlichkeit $P(S)$ für ein Erdbeben mit der Rutschfläche der Größe S . (b) Die kumulative Verteilung, d.h. die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Erdbeben mit einer Rutschfläche größer als S_0 auftritt. Dabei gibt die gepunktete Linie einen $S_0^{-0.9}$ -Abfall an. Beiden Verteilungen liegt eine Modellsimulation eines 100×100 -Gitters mit 10^7 Ereignissen zugrunde.

setz (2.3) mit dem Exponenten $B=0.9$ über mehrere Größenordnungen, bis es zu einem plötzlichen Abfall kommt. Ein solcher Abfall wird allgemein in Gitterrechnungen mit einer lawinenartigen Dynamik beobachtet und begründet sich durch die endliche Systemgröße ($S \leq L^2$) [Kadanoff *et al.* 1989]. Für die untersuchten Simulationen stellt sich heraus, daß die Lage des Abfalls mit der Systemgröße L^2 skaliert, d.h. je größer das System ist, um so länger wird das Gutenberg-Richter-Gesetz befolgt. Dies ist in Abb. 4.8(a) und (b) für die Werte $L=75, 100$ und 125 illustriert.

Die Größenverteilung wird dabei praktisch nicht von dem Relaxationsprozeß beeinflusst. Dies wird auf zwei Arten deutlich: Zum einen hängt die Größenverteilung des Relaxationsmodells nicht von der Relaxationszeit T_r ab (Abb. 4.9b). Zum anderen folgt die Größenverteilung des OFC-Modells [Olami *et al.* 1992], welches die seismische Komponente des Relaxationsmodells beschreibt, im Fall von $\alpha=0.2$ ebenfalls einem $S_0^{-0.9}$ -Abfall (Abb. 4.9a). Interessant ist, daß die Verteilung des Relaxationsmodells im Vergleich zu der des OFC-Modells dem $S_0^{-0.9}$ -Abfall auch noch für höhere Werte von S_0 folgt: Während im OFC-Modell bei $S_0 \approx 500$ bereits ein leichtes Abfallen zu beobachten ist, folgt die Verteilung des Relaxationsmodells bis $S_0 \approx 3000$ diesem Potenzgesetz. Dies kann folgendermaßen begründet werden: Aus der Analyse des OFC-Modells [Olami *et al.* 1992] ist bekannt, daß der Exponent B mit α negativ korreliert ist, d.h. je größer die Dissipation ist, desto größer ist auch B . Im Relaxationsmodell wird die Kraft, die während eines Erdbebens verloren gegangen ist, dem Blocksystem im Lauf der Zeit zum Teil wieder zurückgeführt. Da die Zeit zwischen großen Erdbeben im Vergleich zur Relaxationszeit

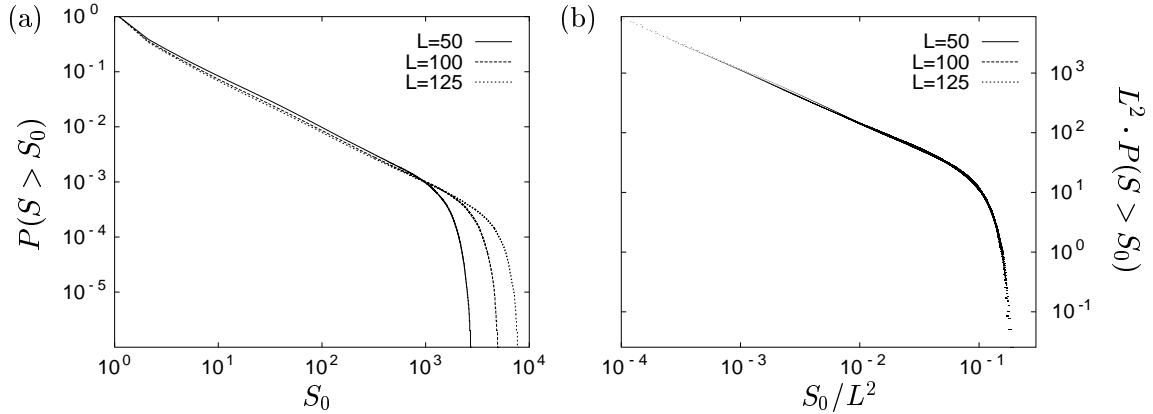


Abbildung 4.8: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Erdbebengrößen für verschiedene Systemgrößen $L=75, 100$ und 125 : (a) zeigt die Verteilungen in absoluten Größen und (b) in den Koordinaten S_0/L^2 und $L^2 \cdot P(S > S_0)$.

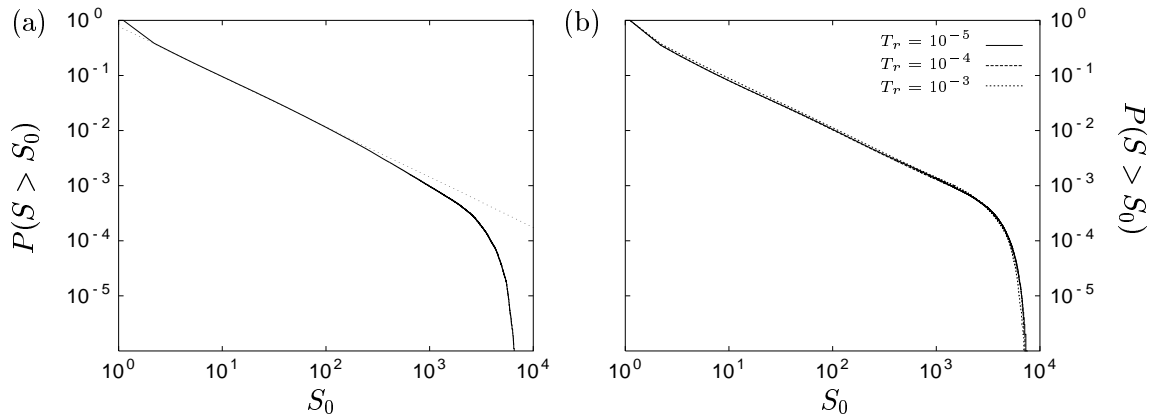


Abbildung 4.9: Für $\alpha = 0.2$ und $L = 100$ zeigt (a) die Größenverteilung des OFC-Modells [Olami *et al.* 1992] und (b) die Größenverteilungen für die verschiedenen Parameterwerte $T_r = 10^{-3}, 10^{-4}$ und 10^{-5} im Fall des Relaxationsmodells. In beiden Abbildungen gibt die gepunktete Linie einen $S_0^{-0.9}$ -Abfall an.

groß ist, „spüren“ diese Erdbeben eine kleinere Dissipation (größeres B), als die mit hoher Frequenz auftretenden kleinen Erdbeben.

4.2.3 Raumzeitliche Dynamik

Die raumzeitlichen Charakteristiken realer Erdbeben wurden ausführlich in Kapitel 2 dargestellt und können in die Kategorien: Vorbeben, Nachbeben, Schwärme und seismische Ruhe eingeteilt werden. Bis auf Erdbebenschwärme hängen alle Typen von einem dominanten Erdbeben, einem sogenannten Hauptbeben ab. Ein Hauptbeben wird durch eine minimale Größe S_m und ein Zeitfenster t_Δ , in welchem es das größte auftretende Erdbeben ist, festgelegt. Für die folgenden Untersuchungen von 100×100 -Gittersimulationen wurden die Definitionen $S_m = 0.1 \cdot L^2$ und $t_\Delta = 0.1 \cdot T_0$ verwendet. Andere Definitionen führen zu

qualitativ gleichen Ergebnissen.

Im ersten Abschnitt werden Vor- und Nachbebensequenzen untersucht. Dazu wird das Verhalten in unmittelbarer zeitlicher Nähe zu Hauptbeben betrachtet. Im darauf folgenden Abschnitt wird das zeitliche Verhalten im gesamten definierten Zeitfenster $\pm t_\Delta$ untersucht. Anschließend wird die Verteilung der Wartezeiten betrachtet, bevor im letzten Abschnitt einzelne Beispiele sowohl für das raumzeitliche Auftreten von Vorbeben, Nachbeben und Schwärmen, als auch für charakteristische Erdbeben vorgestellt werden.

Vor- und Nachbeben

Die Erdbebenrate, d.h. die Anzahl der Erdbeben pro Zeiteinheit, wird relativ zum Zeitpunkt jedes auftretenden Hauptbebens einer simulierten Sequenz berechnet. Im folgenden wird die Rate bezüglich der normierten Zeit $\Delta t = (t - t_H)/T$ bestimmt, wobei t_H den Zeitpunkt des Hauptbebens und T die Relaxationszeit angibt. Die Zahl der Vor- und Nachbeben ist relativ klein, so daß man eine große Variabilität besonders in einzelnen Vorbebensequenzen beobachtet (siehe S. 52ff). Aus diesem Grund wird über viele verschiedene Hauptbeben gemittelt. Zusätzlich wird die Rate pro Raumvolumen in Abhängigkeit von der Distanz zum Epizentrum des Hauptbebens berechnet. Abbildung 4.10 zeigt die gemittelte Anzahl von Erdbeben pro Zeit- und Volumeneinheit für drei verschiedene Abstandsbereiche im Fall einer Simulation mit $T_r = 10^{-4}$. Dabei werden folgende Eigenschaften

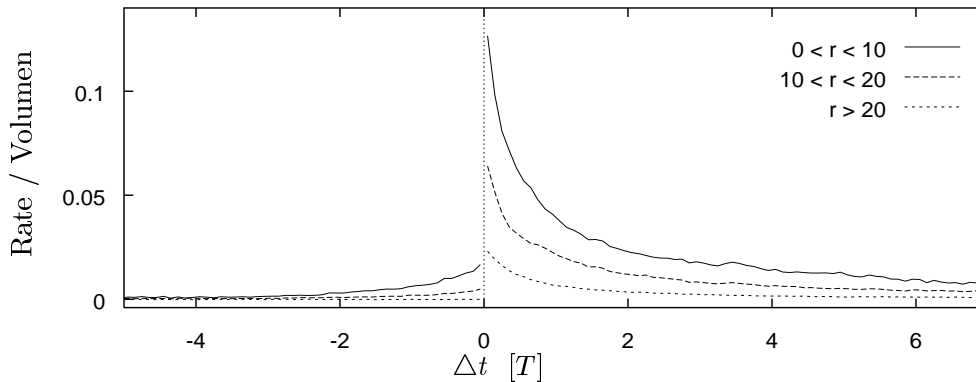


Abbildung 4.10: Die Rate der Erdbeben pro Raumvolumen in Abhängigkeit von dem Abstand r zum Epizentrum des Hauptbebens. Dabei wird r in Einheiten von Blockabständen angegeben. Die Kurve resultiert aus der Mittelung über 5000 Hauptbeben einer Simulation von insgesamt ca. 10^7 Erdbeben (Parameter: $T_r = 10^{-4}$, $L=100$). Die Zeit Δt ist relativ zum Zeitpunkt des jeweiligen Hauptbebens berechnet.

realer Erdbeben reproduziert (siehe Abschnitt 2.2):

- Die Rate der Vorbeben steigt bis zum Hauptbeben an.
- Die Nachbebenrate fällt mit der Zeit ab.
- Die Anzahl der Nachbeben ist um eine Größenordnung größer als die Zahl der Vorbeben.

- Vor- und Nachbeben treten mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit in der Nähe des Epizentrums des Hauptbebens auf. Einige Nachbeben, jedoch fast keine Vorbeben, finden mit einer räumlichen Distanz $r > 20$ zu diesem Epizentrum statt, d.h. die Vorbeben sind stärker lokalisiert als die Nachbeben.

Der zeitliche Verlauf der Erdbebenrate soll nun mit dem empirischen Omori-Gesetz (Gl. 2.4), bzw. dem entsprechenden Gesetz für die Vorbebenaktivität (Gl. 2.5) verglichen werden. Dazu wird die Rate der im gesamten Gitter zusätzlich auftretenden Erdbeben in einer doppelt-logarithmischen Darstellung betrachtet. Die Rate der zusätzlichen Erdbeben berechnet sich aus der beobachteten Rate verringert um die Rate, die in Abwesenheit von Erdbebenanhäufungen erwartet wird. In Abb. 4.11 sind die gemittelten Vor- und Nachbebensequenzen von Simulationen mit den drei verschiedenen Parameterwerten $T_r = 10^{-3}$, 10^{-4} und 10^{-5} dargestellt. Dabei werden die Zeitintervalle betrachtet, in denen sich die Erdbebenrate von der Untergrundseismizität signifikant abhebt. Die Änderungen der Raten lassen sich (mit Ausnahme der Nachbebenaktivität bezüglich $T_r = 10^{-3}$) gut mit Hilfe des modifizierten Omori-Gesetzes (Gl. 2.4) bzw. Gl. (2.5) beschreiben:

- Die Exponenten und die Konstanten der Vor- und Nachbebensequenzen sind annähernd identisch, d.h. der Anstieg der Vorbebenaktivität und der Abfall der Nachbebenaktivität folgt näherungsweise der gleichen Gesetzmäßigkeit.
- Die Größe der Exponenten ist negativ mit dem Parameter T_r korreliert: Für $T_r = 10^{-5}$, 10^{-4} und 10^{-3} sinken die Exponenten entsprechend $p=q=1.65$, 1.1 und 0.6 . Somit ist das Niveau der Grundseismizität, welches durch das Verhältnis der Relaxationszeit T zur tektonischen Aufladezeit T_0 bestimmt wird, entscheidend für das zeitliche Entstehen und Zerfallen dieser Erdbebenanhäufungen. Mit steigendem Wert von T_r stört die globale Aufladung den Relaxationsprozeß. Dieser Effekt ist im Fall von $T_r = 10^{-3}$ deutlich zu erkennen.
- Für $T_r \approx 10^{-4}$ wird der empirisch gefundene Exponent für die Vor- und Nachbeben ($p \approx q \approx 1$) reproduziert. Die Konstante des angepaßten modifizierten Omori-Gesetzes (Gl. 2.4) ist in diesem Fall $c_N = 0.4 \cdot T$. Die real beobachteten Werte für c_N streuen zwischen den Werten von 0.01 Tage bis über einen Tag mit einem Mittel von 0.3 Tagen [Utsu *et al.* 1995]. Nimmt man den mittleren Wert $c_N = 0.3$ Tage, so ergibt sich für die tektonische Aufladezeit T_0 der Wert von ca. 20 Jahren. Dieser Wert liegt in der Spanne der beobachteten Zeiten, z.B. 14-25 Jahre für Parkfield, Kalifornien [Segall & Harris 1987].

Das Zeitverhalten des transienten Kriechvorgangs nach einem Erdbeben wird durch eine Exponentialfunktion beschrieben (Gl. 4.17). Man könnte deshalb eine Nachbebenaktivität erwarten, die mit der Zeit exponentiell abklingt. Ein Vergleich der tatsächlichen Nachbebenrate mit der Exponentialverteilung (Abb. 4.12a) zeigt deutlich, daß diese naive Erwartung falsch ist. Dies hat zwei Gründe: Erstens sind die Kräfte an den Blöcken nach einem großen Erdbeben nicht gleichverteilt und zweitens induzieren Nachbeben wiederum Nachbeben, d.h. es kommt zu einer Kettenreaktion. Der erste Punkt wird deutlich, wenn direkt nach einem Hauptbeben (zur Zeit t_H) die Zeiten Δt_{ij} berechnet werden, an denen ein Block aufgrund des nachfolgenden Relaxationsprozesses instabil, d.h. ein Nachbeben

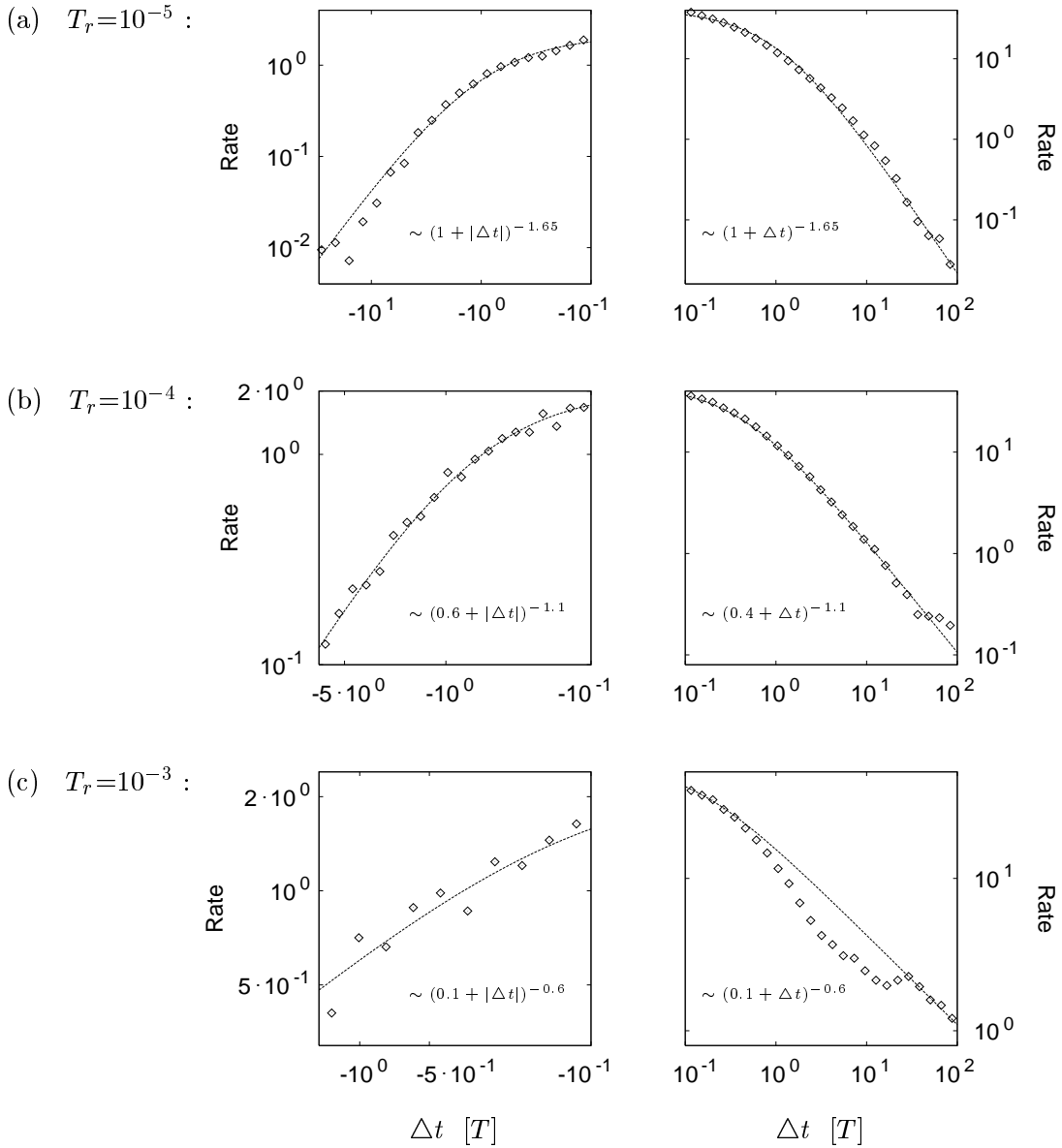


Abbildung 4.11: Doppelt-logarithmische Darstellung der Rate der zusätzlichen Erdbeben relativ zu einem Hauptbeben. Die Vorbebenaktivität (linke Spalte) und die Nachbebenaktivität (rechte Spalte) ist jeweils für die drei Werte (a) $T_r=10^{-5}$, (b) 10^{-4} und (c) 10^{-3} angegeben. Die gestrichelte Linie repräsentiert jeweils ein angepaßtes Potenzgesetz, welches für jedes der Bilder angegeben ist. Die Zeiten sind in Einheiten der entsprechenden Relaxationszeit T aufgetragen. Jede der Kurven entspricht einer Ratenmittelung über 5000 Hauptbeben, die in einer Simulation ($L=100$) von ca. 10^7 Erdbeben auftreten.

auslösen würde. Diese Zeiten können mit Hilfe von Gl. (4.16) durch

$$\Delta t_{ij} = -\ln \left(1 - \frac{F_h - F(i, j, t_H)}{\kappa \cdot f_{\Delta}(i, j)} \right) \quad (4.21)$$

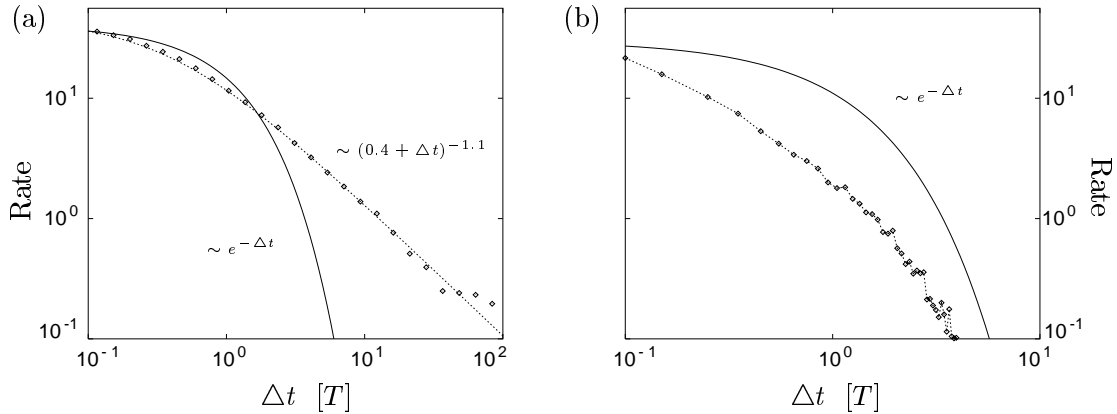


Abbildung 4.12: In (a) wird eine Exponentialverteilung (durchgezogene Linie) mit der Nachbebenrate (Punkte) und dem angepassten Potenzgesetz (gestrichelte Linie) aus Abb. 4.11(b) verglichen. In (b) ist für den Fall von $T_r = 10^{-4}$ die (gemittelte) Zeitverteilung der direkt vom Hauptbeben abhängigen Nachbeben (Punkte) gemäß Gl. (4.21) dargestellt. Diese wird wiederum mit einer Exponentialfunktion verglichen.

bestimmt werden. Eine Gleichverteilung der Werte $F(i, j, t_H)$ würde wiederum auf ein exponentielles Absinken der Anzahl der Instabilitäten mit wachsendem Δt führen. Die Berechnung der Werte Δt_{ij} aus Modellsimulationen mit $T_r = 10^{-4}$ führt zu einer von der Exponentialverteilung deutlich unterscheidbaren Verteilung (Abb. 4.12b). Im Augenblick des Hauptbebens befindet sich ein Großteil der Blöcke nahe der Instabilität, d.h. das Gitter ist kritisch geladen. Wie die Verteilung der Δt_{ij} -Werte verdeutlicht, entlädt das Hauptbeben nicht das gesamte Gitter, so daß die Kräfte in Teilen des Gitters auch nach dem Hauptbeben in der Nähe des Haftreibungswertes verbleiben. Die anschließenden Nachbeben umfassen dann auch diese noch aufgeladenen Bereiche.

Die ungleichförmige Verteilung kann den Abfall gemäß einem Potenzgesetz nur teilweise erklären. Der Vergleich von Abb. 4.12(a) und (b) verdeutlicht, daß die Nachbeben der Nachbeben und deren Nachbeben usw. eine entscheidende Rolle spielen. Nur eine Kettenreaktion voneinander abhängiger Erdbeben kann den Ratenverlauf für größer werdendes Δt erklären. Wie die Variation der Exponenten p, q mit Änderung von T_r zeigt, hängt diese Kettenreaktion sensitiv von der tektonischen Aufladungsrate ab.

In realen Erdbebendaten werden zwei weitere wichtige Eigenschaften der Erdbebenanhäufungen vor bzw. nach einem Hauptbeben beobachtet:

(a) Die Größenverteilung der Erdbeben (Gl. 2.3) ändert sich mit dem Hauptstoß: Die Verteilung der Vorbeben wird im Vergleich zur Verteilung anderer Erdbeben, speziell der Nachbeben, durch einen kleineren B -Wert charakterisiert [Suyehiro *et al.* 1964; Papazachos 1975].

(b) Es gibt keinen einfachen Zusammenhang, d.h. keine Korrelation, zwischen der Größe des größten Vorbebens und der Größe des Hauptbebens [Jones & Molnar 1979].

Im folgenden werden Modellsimulationen eines 100×100 -Gitters mit $T_r = 10^{-4}$ hinsichtlich dieser beiden Eigenschaften untersucht. Dazu werden Erdbeben als Vor- bzw. Nachbeben definiert, wenn sie innerhalb des Zeitintervalls $\Delta t = 10$ [T] vor bzw. nach einem Hauptbe-

ben auftreten und ihr räumlicher Abstand zum Epizentrum des Hauptbebens $r \leq 20$ ist. Mit dieser Definition finden Vorbeben vor 47% der Hauptbeben statt.

- (a) In den Simulationen wird das empirische Resultat reproduziert: Die Größenverteilung der Vorbeben wird im Vergleich zu der Verteilung der Nachbeben bzw. aller Erdbeben durch einen kleineren B -Wert charakterisiert. Dies ist in Abb. 4.13(a) dargestellt. Größere Vorbeben treten also mit einer höheren Wahrscheinlichkeit auf

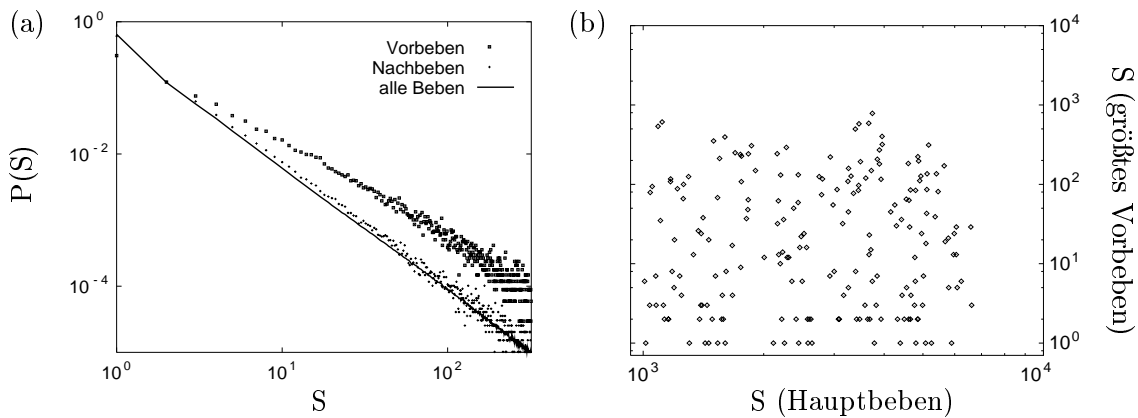


Abbildung 4.13: Eigenschaften der Vorbebenverteilung: (a) Die Größenverteilung der Vorbeben im Vergleich zu den Verteilungen der Nachbeben und aller Erdbeben und (b) die Größe des größten Vorbebens in Abhängigkeit der Größe des Hauptbebens. Die Daten beruhen auf einer Simulation mit $L = 100$ und $T_r = 10^{-4}$. Für (a) wurde eine Sequenz von $3 \cdot 10^7$ Erdbeben mit 17.500 Hauptbeben, ca. 34.000 Vor- und ca. 200.000 Nachbeben und für (b) eine Sequenz mit 400 Hauptbeben untersucht.

als größere Nachbeben. Dies ist verständlich, da das Blocksystem kurz vor einem Hauptbeben kritisch geladen ist, d.h. viele Blöcke sich nahe ihrer Instabilität befinden. Ein Vorbeben wird sich deshalb mit einer größeren Wahrscheinlichkeit räumlich ausdehnen als ein anderes Erdbeben.

- (b) In den Simulationen wird ebenso wie in realen Erdbebenkatalogen keine Korrelation zwischen der Größe des größten Vorbebens und der Größe des Hauptbebens gefunden (siehe Abb. 4.13b).

Seismische Ruhe

In den letzten Abschnitten wurde die Seismizität nur in der unmittelbaren zeitlichen Nähe von Hauptbeben untersucht. Jetzt wird das gesamte definierte Zeitfenster $[t_H - 1000 \cdot T, t_H + 1000 \cdot T]$ betrachtet, in welchem das jeweilige Hauptbeben (zur Zeit t_H) definitionsgemäß das größte Erdbeben ist. Die Analyse wird für Modellrechnungen ($L = 100$) mit dem Parameter $T_r = 10^{-4}$ durchgeführt. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, geben diese Simulationen das Vor- und Nachbebenverhalten realistisch wieder. Im Gegensatz zu bisherigen Untersuchungen, wird nun neben dem Parameterwert $\kappa=0.5$ noch der Wert $\kappa=0.25$ betrachtet.

In Abb. 4.14 ist die zeitliche Ratenänderung in diesem Intervall für beide Parameterwerte von κ dargestellt. Dabei muß beachtet werden, daß die Kurve sich auf die Ratenänderungen im unteren Bereich der Werteskala beschränkt, d.h. daß die Vor- bzw. Nachbebenraten abgeschnitten sind. In beiden Fällen beobachtet man vor dem Hauptbeben eine deutlich

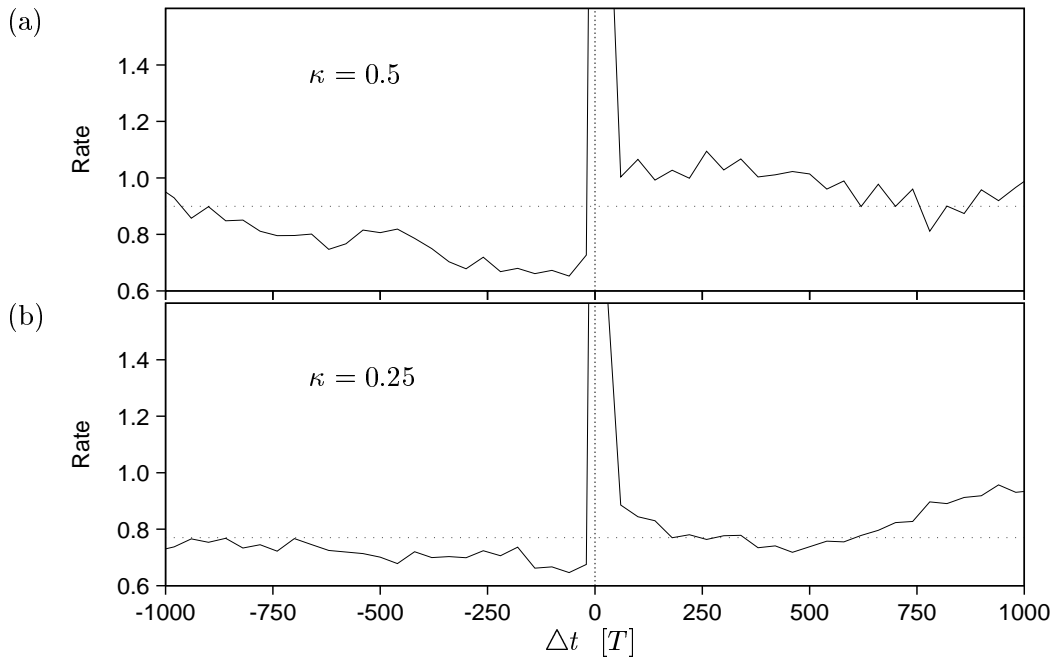


Abbildung 4.14: Die über 5000 Hauptbeben gemittelte Seismizität im Zeitfenster $t_{\Delta} = 0.1 [T_0] = 1000 [T]$ vor und nach einem Hauptbeben für Simulationen mit (a) $\kappa=0.5$ bzw. (b) $\kappa=0.25$. Zu beachten ist, daß der Ratenanstieg der Vor- bzw. Nachbeben abgeschnitten wurde.

verringerte Seismizität, die sich über eine zeitliche Ausdehnung der Größenordnung $100 [T] = 10^{-2} [T_0]$ erstreckt. Diese seismische Ruhe wird erst von Vorbeben, die in einem Zeitbereich der Größenordnung $T = 10^{-4} [T_0]$ vor dem Hauptstoß auftreten, beendet. Ein solches Verhalten vor großen Erdbeben wurde bereits in dem masselosen Feder-Block-Modell von Brown *et al.* [1991] gefunden. Das Modell von Brown *et al.* produziert aber im Unterschied zum Relaxationsmodell weder Vor- noch Nachbebensequenzen. Das Auftreten einer solchen Ruhephase kann in Feder-Block-Modellen folgendermaßen erklärt werden: Tritt zufällig, d.h. von vielen verschiedenen Einzelheiten des Systems abhängig, eine Zeitperiode (Ruhephase) auf, in der das System durch auftretende Erdbeben weniger Ladung verliert als es durch die tektonische Aufladung erhält, dann lädt sich das Blocksystem auf und es kommt anschließend mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit zu einem großen Ereignis (Hauptbeben).

Während eine seismische Ruhe vor den Hauptbeben sowohl in Simulationen mit $\kappa = 0.25$ als auch in Simulationen mit $\kappa = 0.5$ beobachtet wird, hängt das Verhalten nach dem Hauptbeben von dem Modellparameter κ ab: Im Fall einer kleineren Krafrückkopplung durch den Relaxationsprozeß ($\kappa = 0.25$) ist der Ladungsverlust durch das Hauptbeben und die anschließende Nachbebenserie so groß, daß das Blocksystem einige Zeit (Größenord-

nung $100 [T] = 10^{-2} [T_0]$) aufgeladen werden muß, um wieder aktiver zu werden, d.h. es ist eine seismische Ruhephase nach dem Hauptbeben zu beobachten. Im Fall einer größeren Rückkopplung ($\kappa = 0.5$) ist dieser Effekt nicht sichtbar.

Aufgrund der Nachbeben schwanken die Raten über einen großen Wertebereich, während sich die Variation der Grundseismizität, in der seismische Ruhephasen zu beobachten sind, nur im unteren Wertebereich bemerkbar macht. Die Ruhephasen sind deshalb nicht gleichzeitig mit den Ratenänderungen der Vor- und Nachbeben visuell darstellbar. In Abb. 4.14 wurde deshalb nur ein Teilbereich betrachtet. Im folgenden wird gezeigt, daß sich die Darstellung mit Hilfe des SEISMOLAP-Verfahrens [Zschau *et al.* 1991; Zschau 1996] verbessern läßt: Verzichtet man bei diesem Verfahren auf die räumliche Auflösung, d.h. nimmt man das betrachtete räumliche Fenster als unendlich groß an, dann berechnet sich der Wert $S_1(t)$ durch die gewichtete Summation der im Zeitfenster $[t - F_t, t]$ auftretenden Erdbeben

$$S_1(t) = \sum_{0 \leq t-t_i \leq F_t} \frac{t-t_i}{F_t}. \quad (4.22)$$

Dabei gibt t_i die Zeitpunkte der Erdbeben und F_t einen Parameter an. Der S_2 -Wert ergibt sich durch Kehrwertbildung

$$S_2(t) = 1/S_1(t). \quad (4.23)$$

Der S_2 -Wert ist ein Maß für das Fehlen von Ereignissen, d.h. die Maxima weisen auf eine seismische Ruhephase hin. Seismische Schwankungen auf niedrigem Niveau werden verstärkt und Schwankungen auf hohem seismischem Niveau unterdrückt. Dadurch können die Variationen der Seismizität bezüglich der seismischen Ruhephasen und der Vor- und Nachbeben auf derselben Werteskala betrachtet werden. Abbildung 4.15(a) zeigt die S_2 -Werte für eine Simulation mit $\kappa = 0.25$ und einem SEISMOLAP-Parameter $F_t = 250 [T]$. Das qualitative Ergebnis hängt dabei nicht sensitiv von dem Parameter F_t ab. Deutlich sind die Maxima (seismische Ruhe) vor und nach dem Hauptbeben zu erkennen. Diese sind auch in den beiden S_2 -Kurven ersichtlich, die jeweils nur durch Mittelung über die kleineren bzw. größeren Hauptbeben entstanden sind (Abb. 4.15b und c). Diese beiden Fälle unterscheiden sich in den Ausdehnungen der Maxima. Im Vergleich mit den kleineren Hauptbeben geht den größeren Hauptbeben eine zeitlich ausgedehntere seismische Ruhephase voraus, bzw. es folgt ihnen (nach ihrer Nachbebensequenz) eine längere Ruhephase. Aufgrund der oben erwähnten Ursachen für die seismischen Ruhephasen ist dies plausibel.

In den Simulationen des Relaxationsmodells beobachtet man somit die bekannten Phänomene realer Erdbebengebiete (siehe auch Abschnitt 2.2.4):

- Das Auftreten einer seismischen Ruhephase R_1 nach großen Erdbeben [Mogi 1985];
- Das Auftreten einer seismischen Ruhephase R_2 , die Hauptbeben vorausgeht [Habermann 1988; Wyss & Habermann 1988];

wobei R_1 und R_2 die Eigenschaften besitzen, daß

- sich die Ruhephasen über Monate bis Jahre erstrecken im Gegensatz zu Vorbebensequenzen, die vor allem in den letzten Tagen vor dem Hauptbeben auftreten
- und daß die Dauer der Ruhephasen mit der Größe des Hauptbebens anwächst [Ohtake 1980; Mogi 1985; Wyss & Habermann 1988].

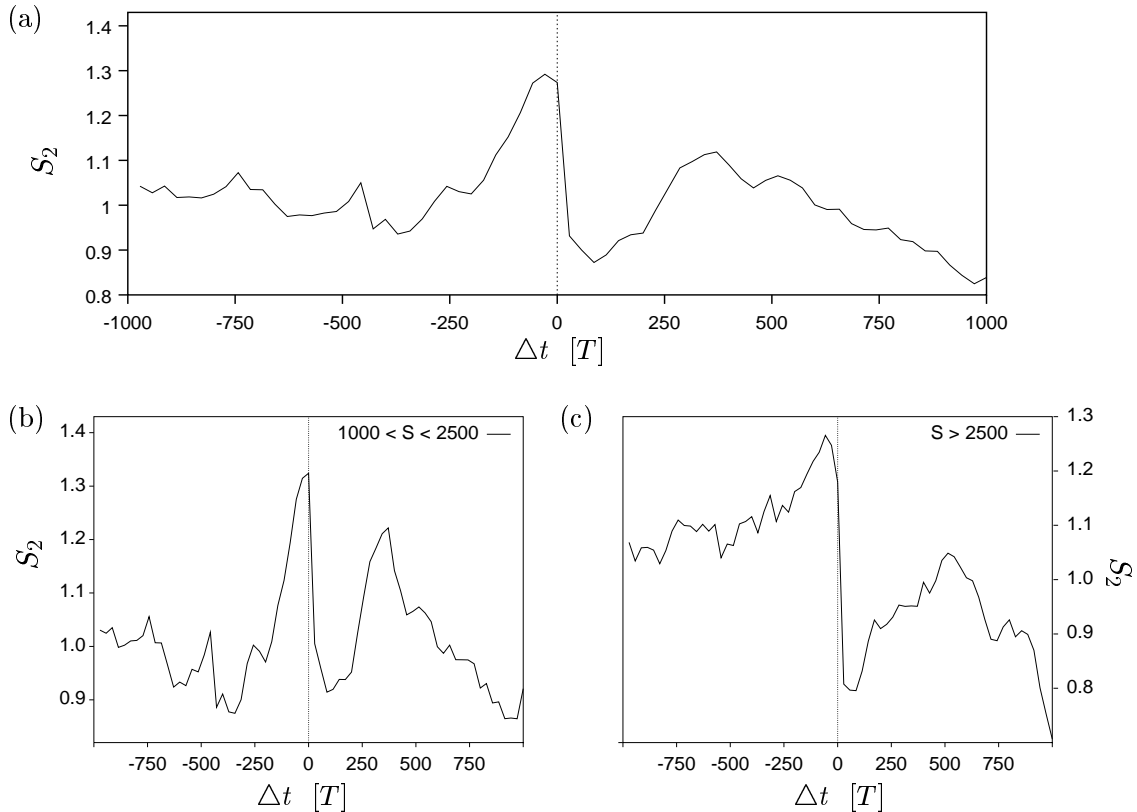


Abbildung 4.15: Der gemittelte SEISMOLAP-Wert $S_2(t)$ (Gl. (4.23) mit $F_t = 250 [T]$) relativ zu Hauptbeben ($\Delta t = 0$) für eine Simulation mit $\kappa = 0.25$ von $5 \cdot 10^5$ Erdbeben: Die Mittelung betrifft in (a) alle Hauptbeben (223 Ereignisse); (b) nur die 151 Hauptbeben mit $1000 \leq S \leq 2500$ und (c) nur die 72 Hauptbeben mit $S > 2500$.

Potenzgesetz für die Wartezeiten

In diesem Abschnitt werden die Wartezeiten, d.h. die Zeitabstände zwischen aufeinanderfolgenden Erdbeben untersucht. Die Verteilung der Wartezeiten eignet sich zur Charakterisierung der Dynamik: So liefern poissonverteilte, d.h. zufällig verteilte Erdbeben eine Exponentialverteilung und ein periodischer Vorgang wird durch eine Delta-Funktion beschrieben [Kagan & Jackson 1991]. Abbildung 4.16(a) zeigt die Wartezeitenverteilung für eine Simulation eines 100×100 -Gitters. Die Verteilung folgt weitestgehend einem Potenzgesetz $\sim \Delta t^{-1.2}$. Ähnliche Beobachtungen wurden für reale Erdbebenkataloge gemacht. Ito [1995] beobachtete für Kalifornien eine Wartezeitenverteilung, die entsprechend $\sim \Delta t^{-1.4}$ abfällt. Ein solches Verhalten ist nicht überraschend, da Erdbebensequenzen wie Vor- und Nachbebensequenzen, deren Aktivität einem Potenzgesetz gemäß verläuft, auch Wartezeiten mit einer entsprechenden Verteilung besitzen. Andererseits gehen in die Verteilung der Abb. 4.16 alle Erdbeben ein, d.h. das System tendiert zu jedem Zeitpunkt dazu, sich in Form von zeitlich angehäuften Erdbeben zu entladen.

Ein geeignetes Maß, um die Wartezeitenverteilung zu quantifizieren, ist der Koeffizient der

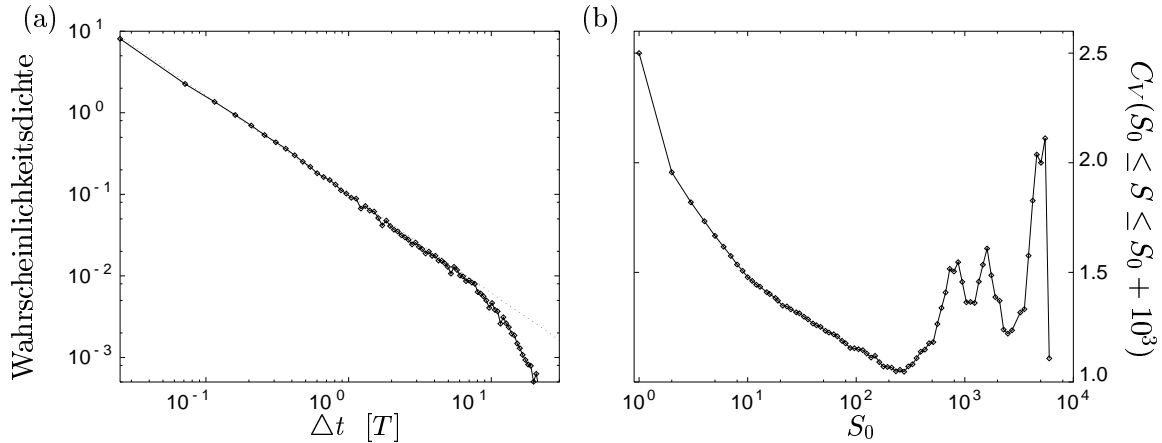


Abbildung 4.16: Die Verteilung der Wartezeiten für eine Simulation von $5 \cdot 10^5$ Erdbeben ($T_r=10^{-4}$): (a) Die Wahrscheinlichkeitsdichte bezüglich aller Ereignisse wird mit einem Potenzgesetz $\sim \Delta t^{-1.2}$ (gepunktete Linie) verglichen; (b) der Koeffizient der Variation C_V (Gl. 4.24) in Abhängigkeit von dem betrachteten Größenband $S_0 \leq S \leq S_0 + 10^3$.

Variation der Wartezeiten [Kagan & Jackson 1991]

$$C_V = \frac{\sqrt{\langle(\Delta t)^2\rangle - \langle\Delta t\rangle^2}}{\langle\Delta t\rangle}. \quad (4.24)$$

Dabei gibt $\langle\Delta t\rangle$ den Mittelwert der Wartezeiten an. Im Fall einer rein periodischen Wiederkehr der Erdbeben verschwindet der Koeffizient, $C_V = 0$. Für einen Poisson-Prozeß nimmt er den Wert $C_V = 1$ an und für eine fraktale Verteilung, d.h. eine Potenzgesetzverteilung, gilt $C_V \rightarrow \infty$ für zunehmende Sequenzlängen [Mandelbrot 1983; Kagan & Jackson 1991].

Abbildung 4.16(b) zeigt den Koeffizienten der Variation, der jeweils für die Zeitabstände zwischen Erdbeben eines Größenbandes ($S_0 \leq S \leq S_0 + 10^3$) berechnet wurde. Für alle Größenbereiche ist C_V größer als eins; die Erdbeben treten also gehäuft auf. Die kleinen Erdbeben sind dabei am stärksten gehäuft, was auf die Schwärme, Vor- und Nachbebensequenzen zurückführbar ist. Die mittelgroßen Erdbeben scheinen dagegen zufällig verteilt, während die großen Erdbeben wiederum gehäuft auftreten. Dies ist in Abb. 4.17 am Beispiel der zeitlichen Abfolge von Rutschereignissen mit einer Fläche $S \geq 3000$ illustriert. In Modellsimulationen des Relaxationsmodells mit $\kappa = 0$, welches in die-

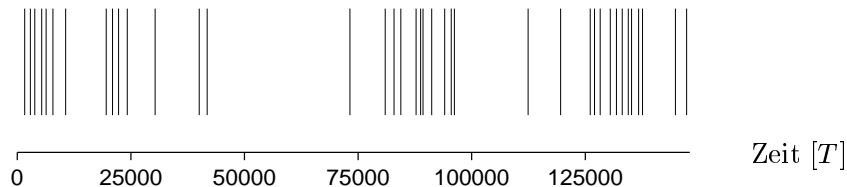


Abbildung 4.17: Die zeitliche Abfolge der Erdbeben mit $S \geq 3000$ innerhalb der in Abb. 4.16 untersuchten Simulation.

sem Fall äquivalent zum OFC-Modell [Olami *et al.* 1992] ist, wird für große Erdbeben ebenfalls ein Wert $C_V > 1$ beobachtet, während für die kleinen Ereignisse $C_V \approx 1$

gilt [Christensen & Olami 1992a]. Das Hauptbeben im allgemeinen gehäuft auftreten, ist für viele Verwerfungszonen beobachtet worden [Kagan & Jackson 1991]. Dieses Ergebnis schließt aber weder für die Modellsimulationen noch für reale Verwerfungen ein nahezu periodisches Auftreten von Hauptbeben aus, wie das Beispiel im nächsten Abschnitt bzw. die Parkfield-Region in Kalifornien zeigt [Savage 1993].

Beispiele einzelner Sequenzen

In den letzten Abschnitten wurde das zeitliche Auftreten von Erdbeben in Mittelungen über verschiedene Sequenzen betrachtet. In diesen gemittelten Sequenzen sind seismische Ruhephasen, Vor- und Nachbebensequenzen gut charakterisierbar. Nun werden einzelne Sequenzabschnitte (einer Simulation auf einem 100×100 Gitter mit den Parametern $T_r = 10^{-4}$ und $\kappa = 0.5$) ohne Mittelung betrachtet. Dadurch kann einerseits die große Variabilität bezüglich der Seismizität vor Hauptbeben dargestellt werden und andererseits die raumzeitliche Dynamik, die zu einem einzelnen Hauptbeben führt bzw. diesem folgt, detaillierter verstanden werden. Als erstes wird das zeitliche Auftreten von Vor- und

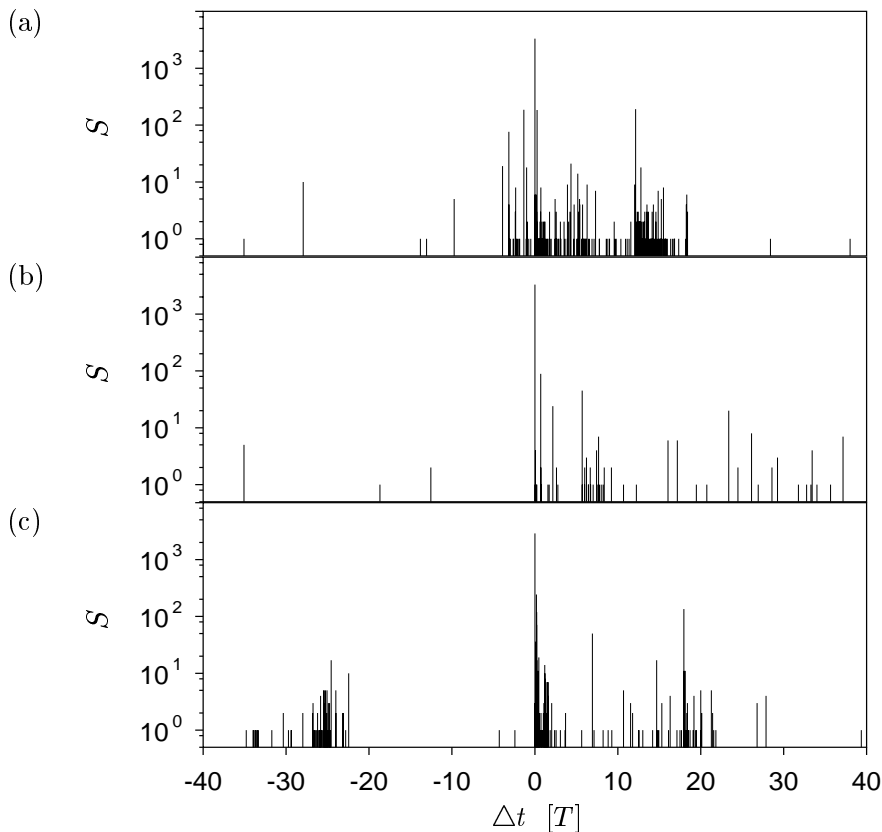


Abbildung 4.18: Drei Beispiele für die unterschiedlichen Seismizitätsmuster, die vor und nach einem Hauptbeben auftreten können: (a) zunehmende Aktivität bis zum Hauptbeben, (b) Fehlen von Vorbeben und (c) ein vorhergehender Schwarm kleiner Erdbeben. Die Zeitpunkte der einzelnen Erdbeben (mit ihren Rutschflächen S) sind relativ zum Hauptbeben angegeben.

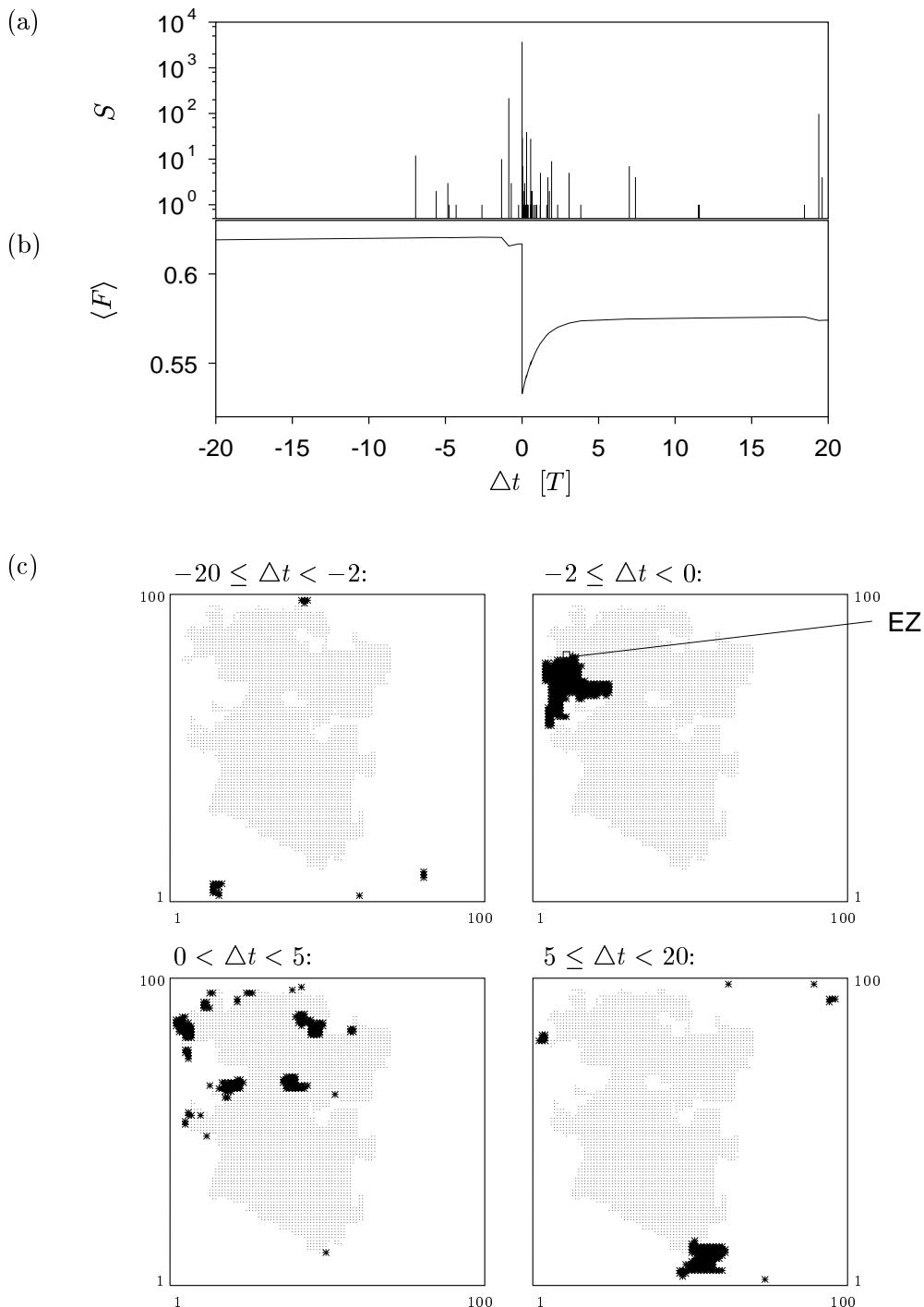


Abbildung 4.19: Der Verlauf der Seismizität gemäß dem Typ (i) am Beispiel eines Hauptbebens mit Rutschfläche $S=3705$ zur Zeit $\Delta t = 0$: Bild (a) zeigt das zeitliche Auftreten der einzelnen Erdbeben mit ihrer jeweiligen Größe S ; (b) den Verlauf der über das gesamte Gitter gemittelte Kraft $\langle F \rangle$ und (c) das räumliche Auftreten der Rutschflächen im Gitter (schwarz) in vier verschiedenen Zeitabschnitten. Die Rutschfläche des Hauptbebens ist in jedem der Bilder durch die gepunktete Fläche angedeutet. Zu beachten ist, daß im Zeitraum $-2 < \Delta t < 0$ vier verschiedene Vorbeben sehr nahe beieinander und direkt neben dem Epizentrum des Hauptbebens (EZ) auftreten.

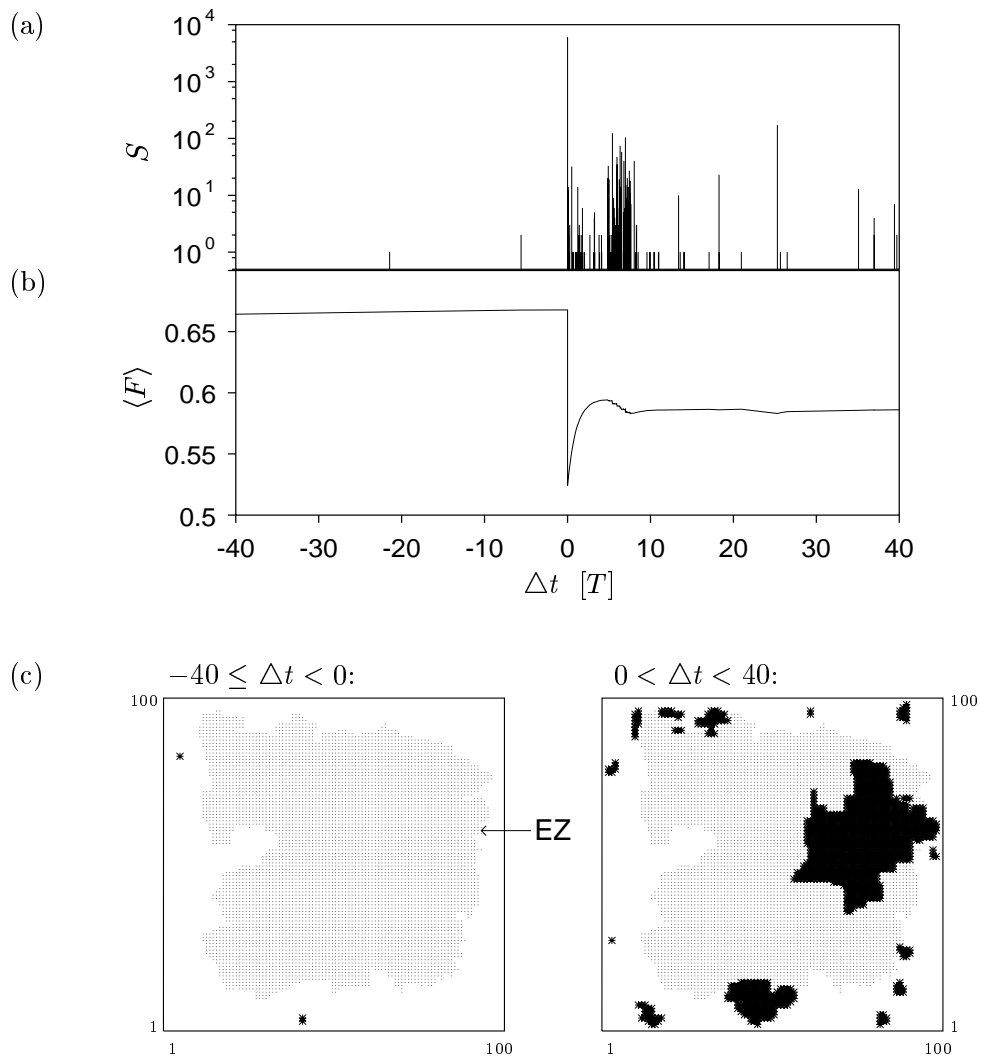


Abbildung 4.20: Beispiel eines Seismizitätsverlaufs von Typ (ii) für ein Hauptbeben mit der Rutschfläche $S=6079$: (a)-(c) entsprechend Abb. 4.19.

Nachbeben untersucht. Abbildung 4.18 zeigt drei typische Erdbebensequenzen:

- (i) einen Anstieg der Seismizität bis zum Zeitpunkt des Hauptbebens mit anschließender Nachbebenseerie;
- (ii) keine signifikanten Vorbeben, aber Nachbeben;
- (iii) ein Schwarm kleiner Erdbeben, der zeitlich separiert vor dem Hauptbeben auftritt, dann das Hauptbeben mit Nachbeben.

Während Nachbeben in allen untersuchten Fällen nach dem Hauptbeben stattfinden, treten signifikante Vorbeben nur vor ca. jedem zweiten Hauptbeben auf (siehe Abschnitt 4.2.3).

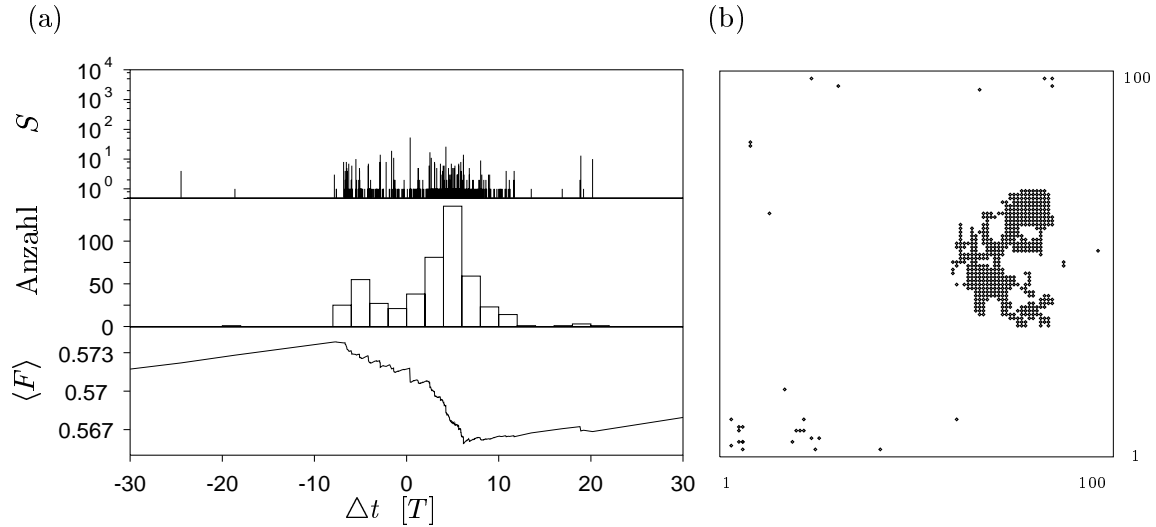


Abbildung 4.21: Ein Beispiel eines zeitlich isolierten Erdbebenschwarms: Bild (a) zeigt die Zeitpunkte der auftretenden Erdbeben mit ihren Größen, die Anzahl der Erdbeben in Zeitbins und die mittlere Kraft $\langle F \rangle$. In Figur (b) ist die räumliche Lage aller Epizentren dieser Sequenz angegeben.

Die Seismizitätstypen (i)-(iii) werden im folgenden anhand von Beispielen in ihrer raumzeitlichen Dynamik dargestellt. Abbildung 4.19 zeigt eine Sequenz des Typs (i). Die Vorbebenaktivität nimmt mit abnehmender zeitlicher Distanz zum Hauptbeben zu und „wandert“ in die Nähe des zukünftigen Epizentrums des Hauptbebens. Das Hauptbeben beginnt direkt an der Stelle der Vorbeben. Es folgen Nachbeben, die sich auf den Rand der Rutschfläche des Hauptbebens bzw. auf die übriggebliebenen „Inseln“ konzentrieren.

Ein Beispiel für ein Hauptbeben ohne signifikante Vorbeben (Typ (ii)) ist in Abb. 4.20 gezeigt. Hier tritt ein Teil der Nachbeben auf der Rutschfläche des Hauptbebens auf.

Neben Vor- und Nachbebensequenzen, die direkt mit einem Hauptbeben in Verbindung gebracht werden, treten auch Erdbebenschwärme ohne dominantes Erdbeben auf. Ein Beispiel für ein solches Schwarmereignis ist in Abb. 4.21 analysiert. Der Schwarm zeichnet sich räumlich durch eine starke Lokalisierung aus; zeitlich durch ein langsames An- und Abfallen der Erdbebenanzahl.

Ein weiteres interessantes Phänomen der Modellsimulationen ist das phasenweise Auftreten nahezu periodischer Strukturen. Wie in Abschnitt 3.2.2 erwähnt, tendiert die Dynamik in masselosen, nichtkonservativen Feder-Block-Modellen zur Synchronisation, die nur durch Zwänge wie Heterogenitäten oder Randbedingungen daran gehindert wird, in einen periodischen Zustand zu münden [Corral *et al.* 1997; Leung *et al.* 1998]. Dieses Wechselspiel von Synchronisation und Störungen kann in den Modellen zu periodischem, intermittentem Verhalten führen [Rundle & Klein 1995]. In Simulationen des Relaxationsmodells beobachtet man ebenfalls solche Phasen. Diese sind intermittent, d.h. ein komplexes Zeit- und Rutschverhalten der großen Erdbeben findet sowohl in den Zeiten vor wie auch nach dieser periodischen Phase statt. Abbildung 4.22 zeigt die Sequenz von drei nahezu periodisch aufeinanderfolgenden Hauptbeben. Jedes dieser drei Hauptbeben kann als das zeitlich wiederholte Auftreten desselben charakteristischen Erdbebens verstanden

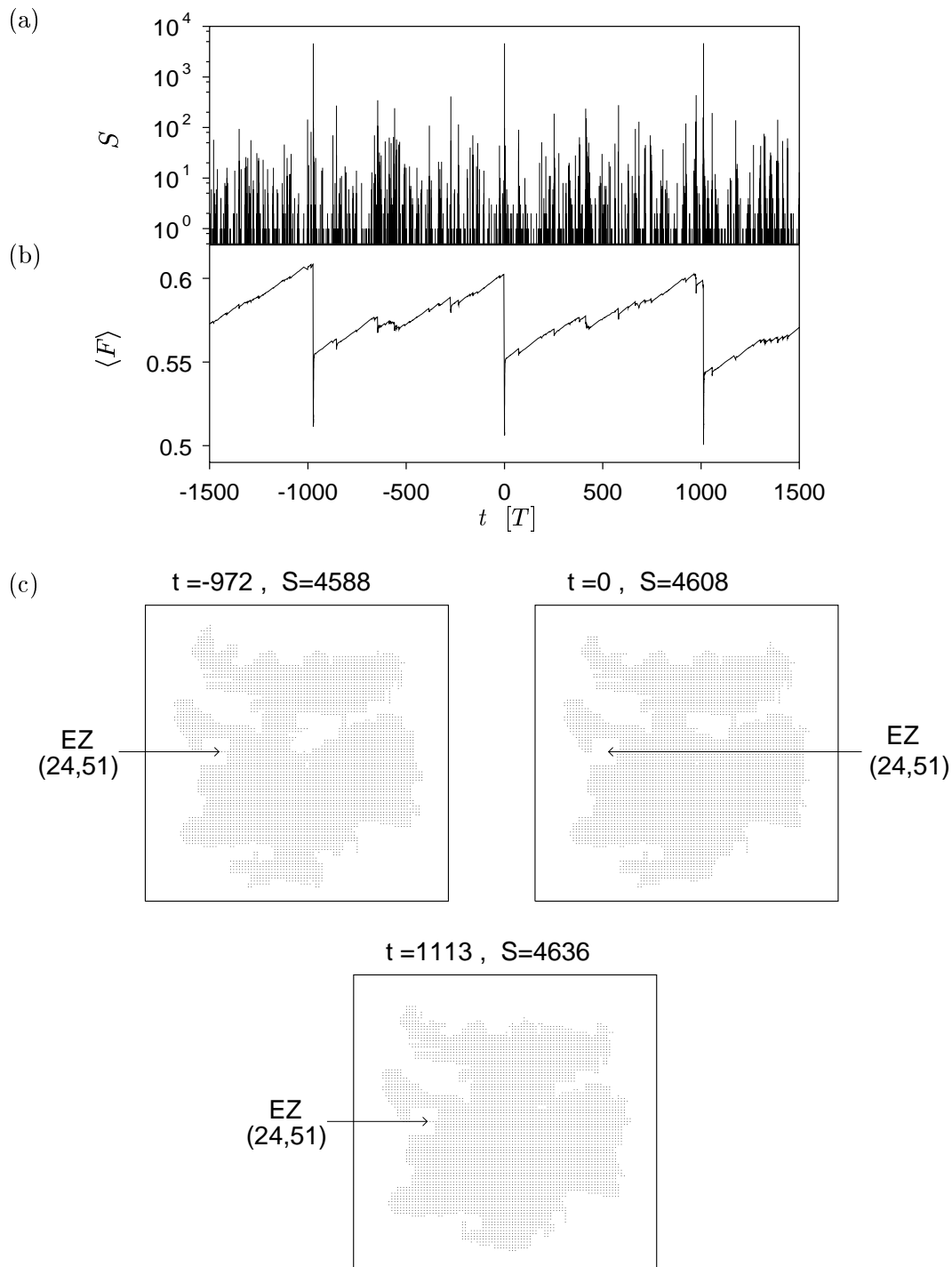


Abbildung 4.22: Beispiel für ein nahezu periodisch auftretendes, charakteristisches Erdbeben: Für eine Sequenz von ca. 2500 Erdbeben ist in (a) das zeitliche Auftreten aller Erdbeben mit ihren Größen und in (b) der Verlauf der mittleren Kraft, die im Blocksystem wirkt, gezeigt. In (c) ist für jedes der drei Hauptbeben die Rutschfläche mit dem jeweiligen Epizentrum (EZ) abgebildet.

werden, da alle drei Ereignisse das gleiche Epizentrum und eine nahezu identische Rutschfläche besitzen. Der Verlauf der mittleren Kraft $\langle F \rangle$ zeigt, daß sich das System nahezu linear mit der tektonischen Rate, also schnellst möglich wieder auflädt. Ein entsprechendes Verhalten wird auch in realen Erdbebengebieten gefunden. In der Parkfield-Region (Kalifornien) treten bzw. traten mehrere große Erdbeben mit einer Periodizität von ca. 20 Jahren auf [Segall & Harris 1987]. Das für 1988 erwartete Erdbeben ist bisher nicht eingetreten [Wuethrich 1993].

4.2.4 Abhängigkeit von den Parametern

Bisher wurden vor allem Modellsimulationen mit den Parametern $\alpha = 0.2$ und $\kappa = 0.5$ analysiert. In diesem Abschnitt werden alle Modellparameter in Bezug auf ihren Einfluß auf die Ergebnisse diskutiert.

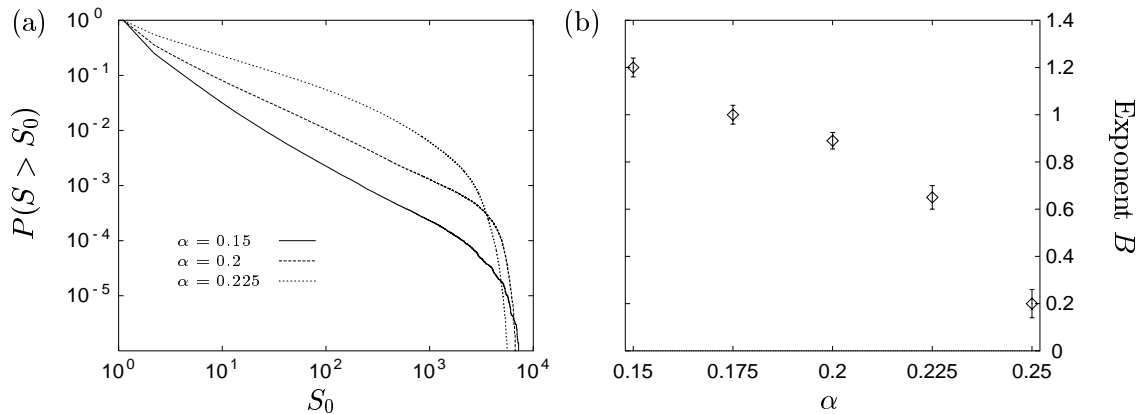


Abbildung 4.23: Die Verteilung der Erdbebengrößen ist in (a) für die Werte $\alpha=0.15, 0.2$ und 0.225 gezeigt; (b) gibt die aus Simulationen bestimmten Werte des Exponenten B in Abhängigkeit von α an. Die übrigen Parameter sind $L=100$, $\kappa=0.5$ und $T_r=10^{-4}$.

Der elastische Parameter α , der während eines Erdbebens die Wechselwirkungsstärke zwischen benachbarten Blöcken bestimmt, nimmt entscheidenden Einfluß auf die Größenverteilung der Erdbeben. Im Relaxationsmodell, welches im Fall von $\kappa = 0$ identisch mit dem OFC-Modell [Olami *et al.* 1992] ist, wird ebenso wie im OFC-Modell eine negative Korrelation zwischen dem Exponenten B (Gl. 2.3) und α beobachtet. Dies ist in Abb. 4.23 gezeigt. Eine negative Korrelation zwischen der Kopplungsstärke und dem B -Wert wird auch durch experimentelle Beobachtungen bestätigt [Main *et al.* 1994]. Dagegen stellt sich heraus, daß α keinen wesentlichen Einfluß auf die Exponenten der Vor- und Nachbebenssequenzen p und q besitzt.

Der Modellparameter T_r , der das Verhältnis zwischen der Relaxationszeit und der tektonischen Aufladezeit charakterisiert, ist ohne Einfluß auf die Potenzgesetz-Verteilung der Erdbebengrößen. Die nahezu identischen Größenverteilungen für drei verschiedene Werte von T_r sind in Abb. 4.9(b) dargestellt. Der zeitliche Anstieg bzw. Abfall der Vor- bzw. Nachbebenaktivität wird durch T_r verändert (siehe Abschnitt 4.2.3). Die Exponenten p und q der entsprechenden Potenzgesetze (Gl. 2.4 und 2.5) sind negativ mit diesem Parameter korreliert (siehe Abb. 4.11).

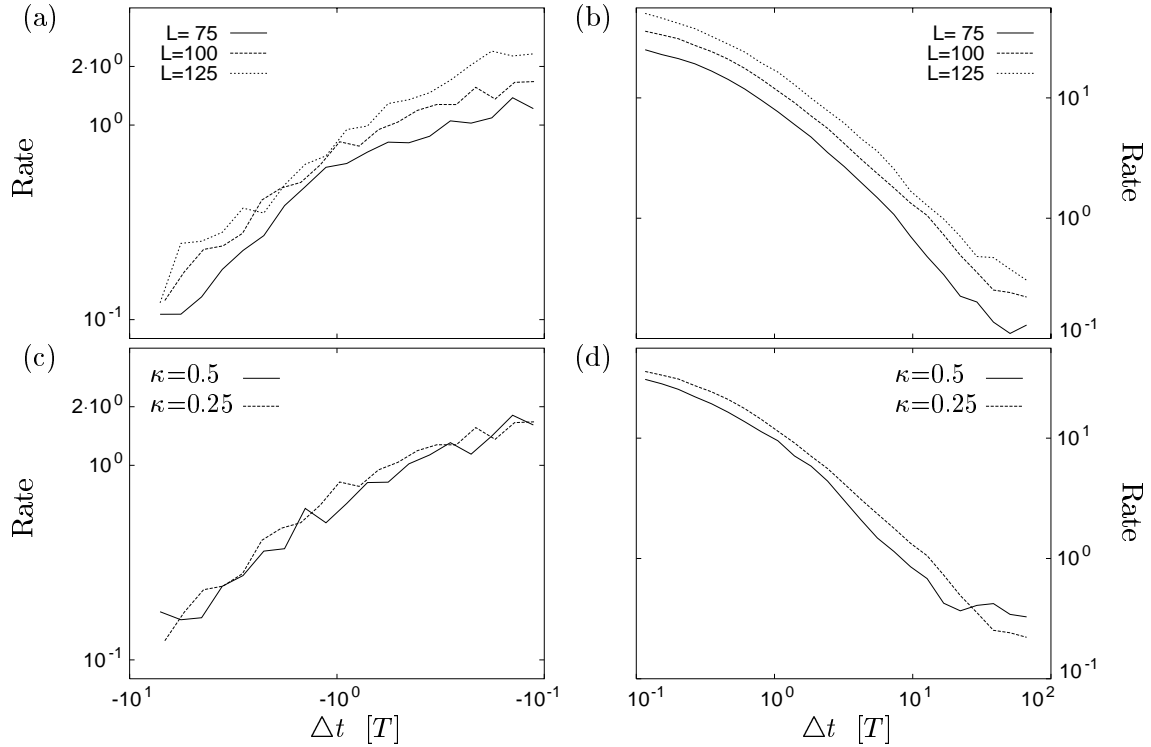


Abbildung 4.24: Die gemittelte seismische Rate der Vorbeben (linke Spalte) und Nachbeben (rechte Spalte) in Abhängigkeit von den Modellparametern L und κ . Die zugrundeliegenden Simulationen (mit den Parametern $T_r = 10^{-4}$, $\alpha = 0.2$ und für Bilder (a-b) $\kappa = 0.5$ bzw. für (c-d) $L=100$) umfassen jeweils 5000 Hauptbeben.

Der Rückkopplungsparameter κ und die Gittergröße L haben weder auf den Exponenten der Größenverteilung noch auf die Exponenten der Vor- und Nachbebensequenzen einen signifikanten Einfluß. So zeigt der Vergleich der Simulationen mit $\kappa=0$ (OFC-Modell) und $\kappa=0.5$ in Abb. 4.9, daß die Größenverteilung in beiden Fällen einem Potenzgesetz mit $B=0.9$ folgt. Die Systemgröße L beschränkt die Gültigkeit des Potenzgesetzes für sehr große Rutschflächen, beeinflusst aber nicht den Exponenten des Potenzgesetzes für die kleineren Erdbeben (siehe Abb. 4.8). Untersuchungen der Vor- und Nachbebenaktivitäten in Simulationen mit unterschiedlichen Werten von κ und L zeigen, daß q und p kaum von diesen Parametern abhängen (siehe Abbildung 4.24). Dagegen beeinflussen diese Parameter die Anzahl der Vor- und Nachbeben: Die Anzahl dieser Erdbeben wächst mit zunehmendem κ bzw. L . Die Gittergröße L besitzt ansonsten keinen signifikanten Einfluß auf die Dynamik, während der Parameter κ noch das Auftreten der seismischen Ruhephase R_1 steuert (siehe Abb. 4.14)

Zusammenfassend kann man festhalten, daß der Exponent B im wesentlichen nur von dem Parameter α und die Exponenten p und q nur von T_r beeinflusst werden. Somit sind α und T_r die Hauptparameter des Modells.

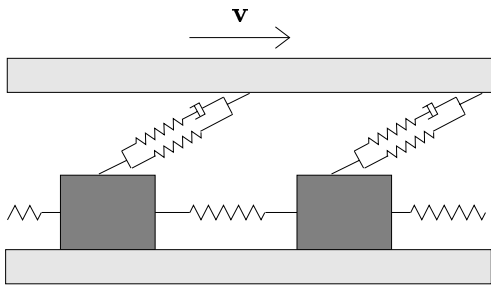
4.3 Diskussion des Modells

Das entwickelte Relaxationsmodell modelliert eine Verwerfungzone in reduzierter Form. Die betrachteten geophysikalischen Mechanismen wie elastische Blockwechselwirkungen und viskoelastische Relaxation werden nur in einer ersten Näherung modelliert. Andere in Verwerfungszonen relevante Mechanismen werden ignoriert. Falls das Relaxationsmodell die Mechanismen im Ansatz richtig beschreibt, sollten die in Abschnitt 4.2 beschriebenen Ergebnisse nicht von Details des Modells abhängen. Um dies zu überprüfen, werden die Ergebnisse im Hinblick auf Variationen des Relaxationsmechanismus (Abschnitt 4.3.1), Rauschen (Abschnitt 4.3.2), verschiedene Randbedingungen und Heterogenitäten (Abschnitt 4.3.3) untersucht. In Abschnitt 4.3.4 wird dann allgemeiner diskutiert, inwieweit ein Zusammenhang zwischen dem Relaxationsmodell und anderen Modellvorstellungen besteht.

4.3.1 Andere Relaxationsmechanismen

Das in den letzten Abschnitten entwickelte und analysierte Modell nimmt einen transienten Kriechprozeß an, der sich nicht auf den gerutschten Block, sondern nur auf dessen Nachbarblöcke auswirkt. Auf eine solche Dynamik führt eine in Abb. 4.4 dargestellte Kopplung zwischen Blocksystem und tektonischer Platte. Ein gegensätzlicher Fall ist ein Relaxationsprozeß, der nur den gerutschten Block beeinflusst (lokales Modell). Der allgemeinere und realistischere Fall (allgemeines Modell) ist aber ein Mischzustand dieser beiden Extremfälle. In Abb. 4.25 sind die Querschnitte von Blocksystemen gezeigt, die auf den lokalen Modelltyp bzw. den allgemeinen Modelltyp führen. Die seismische Komponente

(a) lokales Modell:



(b) allgemeines Modell:

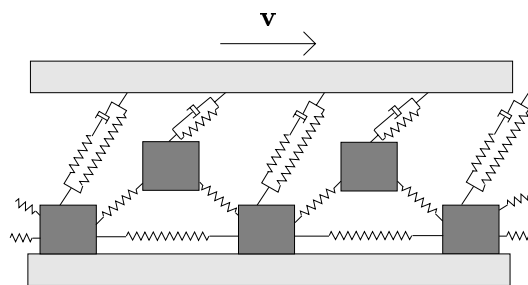


Abbildung 4.25: Schematische Darstellung des Querschnitts eines Blocksystems vom Typ (a) lokales Modell bzw. (b) allgemeines Modell. Die Blöcke reiben auf der unteren tektonischen Platte und sind untereinander bzw. mit der oberen tektonischen Platte über Federn gekoppelt. Das Blocksystem wird durch die relative Geschwindigkeit \mathbf{v} zwischen den beiden tektonischen Platten angetrieben.

der Dynamik kann anstelle von Gl. (4.20) nun allgemeiner durch die Gleichungen

$$\begin{aligned}
 f_{\Delta,n+1}(i,j) &= f_{\Delta,n}(i,j) + c_1 \cdot (1 - 4 \cdot \alpha) \cdot (F_n(i,j) - g(F_n(i,j))) \\
 &\quad + c_2 \cdot (1/4 - \alpha) \cdot \sum_{(i_{\pm}, j_{\pm})} F_n(i_{\pm}, j_{\pm}) - g(F_n(i_{\pm}, j_{\pm}))
 \end{aligned}
 \tag{4.25}$$

$$F_{n+1}(i, j) = g(F_n(i, j)) + \alpha \cdot \sum_{(i_{\pm}, j_{\pm})} F_n(i_{\pm}, j_{\pm}) - g(F_n(i_{\pm}, j_{\pm})) \quad (4.26)$$

ausgedrückt werden, wobei für die Konstanten c_1 und c_2 die Bedingungen $c_1 + c_2 = 1$ und $c_1, c_2 \geq 0$ gelten. Die einzelnen Modelltypen unterscheiden sich durch die verschiedenen Fälle $c_1 = 0, c_2 = 1$ (bisher untersuchte ausgedehnte Variante des Relaxationsmechanismus); $c_1 = 1, c_2 = 0$ (lokales Modell) und $c_1 \neq 0, c_2 \neq 0$ (allgemeines Modell). Die aseismische Komponente wird in allen Fällen durch Gl. (4.17) beschrieben.

Die wichtigsten Ergebnisse der Analysen von 100×100 -Gittersimulationen des lokalen Modells und des allgemeinen Modells mit den Parametern $\alpha = 0.2$, $T_r = 10^{-4}$ und $\kappa = 0.5$ werden nun vorgestellt.

- **Lokales Modell:** In diesem Grenzfall wird das Gutenberg-Richter-Gesetz nicht mehr exakt erfüllt. Wie Abb. 4.26(a) zeigt, weicht die Größenverteilung der Rutschflächen leicht von einem $S_0^{-0.9}$ -Abfall ab, der in der ursprünglichen Variante des Relaxationsmodells beobachtet wird (siehe Abschnitt 4.2.2): Größere Erdbeben treten mit einer etwas höheren Wahrscheinlichkeit auf.

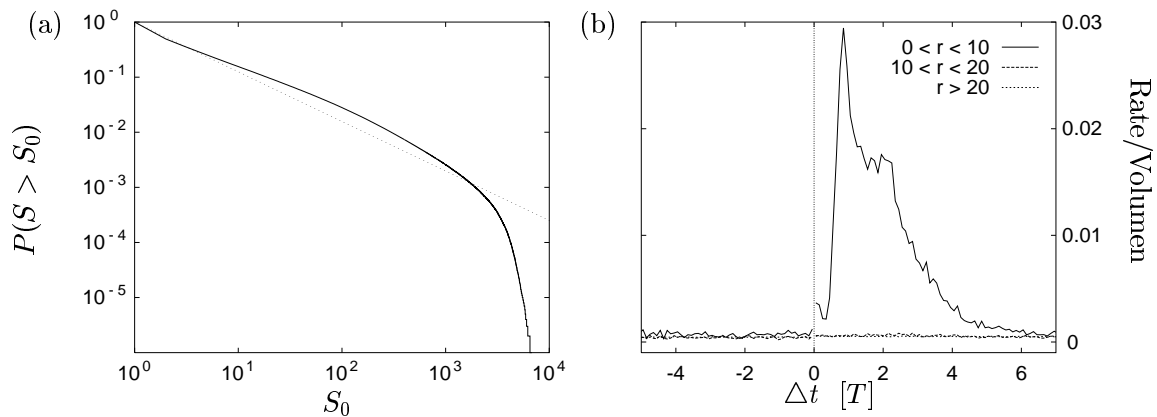


Abbildung 4.26: Die Ergebnisse für die lokale Modellvariante im Fall von $\alpha = 0.2$, $T_r = 10^{-4}$, $\kappa = 0.5$ und $L = 100$: (a) Die Verteilung der Erdbebengrößen mit einem, als gepunktete Linie eingezeichneten $S^{-0.9}$ -Abfall; (b) Die über 5000 Hauptbeben gemittelte Erdbebenrate pro Volumeneinheit in Abhängigkeit vom räumlichen Abstand r und zeitlichen Abstand Δt zum Hauptbeben.

Noch deutlicher tritt die Diskrepanz zwischen diesen Simulationen und den empirischen Beobachtungen zu Tage, wenn die raumzeitliche Dynamik vor und nach Hauptbeben untersucht wird: In Abb. 4.26(b) ist die Erdbebenrate pro Volumeneinheit gezeigt. Es treten keine Vorbeben auf und die Nachbebenaktivität entwickelt ihr Maximum erst nach dem Hauptbeben. Die Verzögerung des Maximums beträgt dabei ungefähr eine Relaxationszeit T . Es ist zu beachten, daß die Anzahl der Nachbeben im Vergleich zum bisher betrachteten Relaxationsmodell wesentlich niedriger ist (Vergleich: Abb. 4.10, S. 43).

- **Allgemeines Modell:** Dieser allgemeine Fall des Relaxationsmodells wurde für den Fall $c_1 = c_2 = 0.5$ untersucht. Die wichtigsten Resultate sind in Abb. 4.27 zusammengestellt. Die Dynamik unterscheidet sich kaum von dem bisher betrachteten

Relaxationsmodell ($c_1 = 0, c_2 = 1$): Das Gutenberg-Richter-Gesetz wird mit dem Exponenten $B = 0.9$ erfüllt und die Vor- und Nachbebenaktivität folgt annähernd denselben Potenzgesetzen mit $q = p = 1.1$. Der einzige Unterschied liegt in der Nachbebenentätigkeit in unmittelbarer Nähe zum Epizentrum des Hauptbebens ($r < 10$). Diese scheint sich aus beiden Grenzfällen des allgemeinen Relaxationsmodells additiv zusammensetzen, so daß der Abfall der Nachbebenaktivität in dieser Region verlangsamt ist.

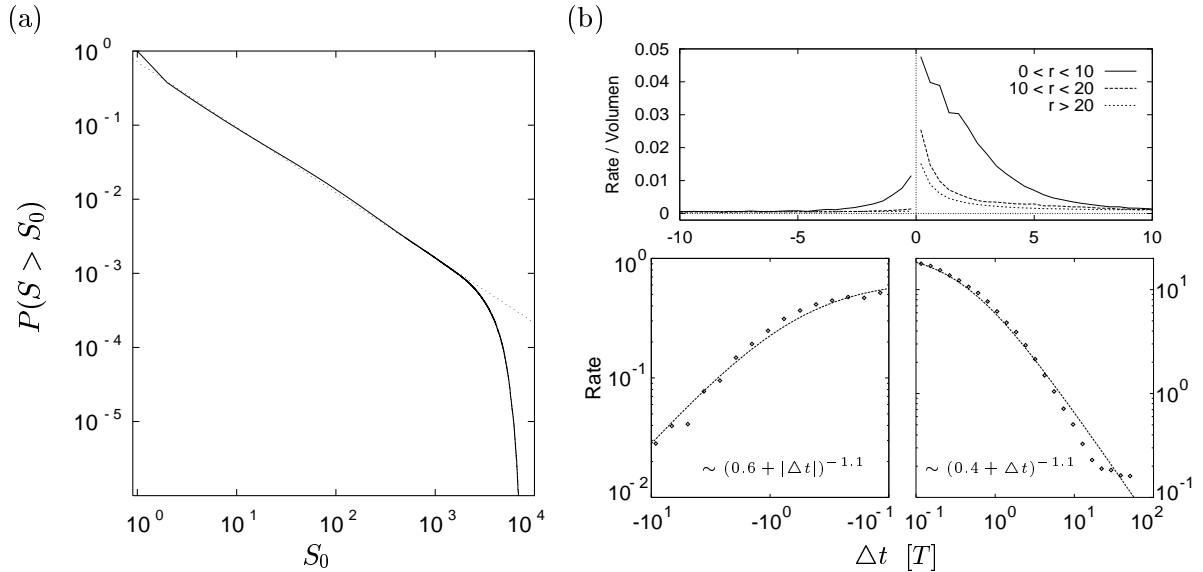


Abbildung 4.27: Die Ergebnisse für das allgemeine Relaxationsmodell im Fall von $\alpha = 0.2$, $T_r = 10^{-4}$, $\kappa = 0.5$ und $L = 100$: (a) zeigt die Größenverteilung, wobei die gepunktete Linie einen $S_0^{-0.88}$ -Abfall angibt; (b) zeigt den zeitlichen Seismizitätsverlauf vor und nach einem Hauptbeben (gemittelt über 5000 Hauptbeben). Die angepaßten Potenzgesetze entsprechen denen von Abb. 4.11(b) auf S. 45.

Die Untersuchungen lassen den Schluß zu, daß die Dynamik des allgemeinen Relaxationsmodells von dem Mechanismus des bisher betrachteten Grenzfalles ($c_1 = 0$ und $c_2 = 1$) dominiert werden. Zusammenfassend kann also festgehalten werden, daß die Ergebnisse nicht sensitiv von Änderungen des Kopplungsmechanismus abhängen.

4.3.2 Einfluß von Rauschen

Die Dynamik von realen Systemen besteht im allgemeinen aus einer Mischung deterministischer und stochastischer Komponenten [Provenzale *et al.* 1992]. Dies gilt auch im Fall der Verwerfungszonen, in denen viele verschiedene Prozesse und Materialeigenschaften eine Rolle spielen. Die Ergebnisse des Relaxationsmodells sollten deshalb robust gegenüber kleinen Störungen sein. Stellvertretend für solche Rauscheinflüsse wurden Modellsimulationen mit einer „verrauschten“ Aufladerate untersucht, wobei additives, unkorreliertes (normalverteiltes) Rauschen verwendet wurde: Nach jedem Rutschereignis, für jeden Block getrennt, wurde ein Rauschterm zu der tektonischen Aufladerate F_h/T_0 addiert.

Dabei wurden Rauschterme mit Standardabweichungen bis zu $0.5 \cdot F_h/T_0$ untersucht. Es stellt sich heraus, daß diese Art des Rauschens keinen nennenswerten Einfluß auf die kennzeichnenden Größen der Erdbebendynamik besitzt: Die Exponenten B , p und q der Potenzgesetze ändern sich dadurch nicht signifikant.

4.3.3 Einfluß von Randbedingungen und Heterogenitäten

Die geometrischen Konfigurationen realer Verwerfungszone sind durch Bandstrukturen gekennzeichnet [King & Nabelek 1985]. Für eine Modellierung ist deshalb eine Mischung von festen und freien Randbedingungen eine realistische Annahme. Im Fall der freien Randbedingungen sind die Randblöcke nur mit den Blocknachbarn gekoppelt, während sie im Fall der festen Randbedingungen zusätzlich mit einer starren Wand verbunden sind. Bisher wurden alle Simulationen mit festen Randbedingungen durchgeführt. Es zeigt sich aber, daß Simulationen mit freien Randbedingungen die wichtigsten Charakteristiken nicht ändern: Das Gutenberg-Richter-Gesetz wird erfüllt und die Vor- und Nachbeben treten mit Potenzgesetzen auf. Während die Exponenten p und q nahezu konstant bleiben, sinkt der Wert des Exponenten B . Für $\alpha = 0.2$ nimmt B nun den Wert 0.8 anstelle von 0.9 an. Eine entsprechende Abhängigkeit wurde bereits in den Simulationen des OFC-Modells gefunden [Christensen & Olami 1992a].

Stark heterogene geologische Strukturen spielen eine wichtige Rolle bei der Entstehung von Verwerfungen [Cowie *et al.* 1993]. Aber auch in existierenden Verwerfungen sind Heterogenitäten vorhanden. Aus diesem Grund wurden Simulationen durchgeführt, bei denen jeder Block einen anderen Haftreibungswert besaß. Die Haftreibungswerte wurden zufällig verteilt, wobei Verteilungen mit Standardabweichungen $\leq 0.2 \cdot F_h$ verwendet wurden. Die Untersuchungen zeigten, daß die Charakteristiken der Vor- und Nachbebensequenzen nahezu unverändert bleiben. Das Verhältnis zwischen der Anzahl der Vorbeben und Nachbeben sinkt mit zunehmendem Grad an Heterogenität, d.h. Vorbeben treten immer seltener auf. Die Größenverteilung der Rutschflächen verändert sich mit zunehmender Stärke der Heterogenitäten: Die Wahrscheinlichkeit für große Erdbeben wird kleiner. Diese Abhängigkeit ist bereits für andere masselose Feder-Block-Modelle gefunden worden [Rundle & Klein 1993] und kann, wie in Abschnitt 3.2.2 ausführlicher dargestellt, mit verschiedenen empirischen Beobachtungen in Verbindung gebracht werden.

4.3.4 Einordnung des Modells

In Abschnitt 3.3 wurden verschiedene, für Verwerfungszone relevante Mechanismen beschrieben. Nun werden einige Verbindungen und Unterschiede zwischen diesen Modellansätzen und dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Mechanismus des Relaxationsmodells erläutert.

Die in dieser Arbeit entwickelte Modell benutzt den Ansatz einer viskoelastischen Relaxation, der bereits in abweichenden Varianten zur Modellierung von Nachbeben verwendet wurde [Dieterich 1972b; Mikumo & Miyatake 1979; Nakanishi 1992]. Dieterich [1972b] und Mikumo & Miyatake [1979] modellieren transientes Kriechen innerhalb einer zweidimensionalen Verwerfungszone mit Hilfe linearer viskoelastischer Körper. Ohne zusätzliche Annahmen führt dies weder zu Vorbeben noch zu Nachbebensequenzen. Dagegen model-

lierte Nakanishi [1992] transientes Kriechen in einer angrenzenden tektonischen Platte, wobei er seine Untersuchung auf eine eindimensionale Verwerfung (Blockkette) beschränkte. Im Unterschied zu den bisherigen Analysen des Relaxationsmodells vernachlässigte Nakanishi die Trägheitskräfte nicht. Die Simulationen dieses Modells zeigen keine Vorbeben, aber Nachbebensequenzen, die dem Omori-Gesetz folgen. Dabei ist der Exponent p negativ mit der Viskosität, d.h. mit der Relaxationszeit, korreliert. Dasselbe Ergebnis wird für das Relaxationsmodell gefunden (Abb. 4.11). Das Fehlen der Vorbebensequenzen im Nakanishi-Modell liegt deshalb möglicherweise an der Eindimensionalität der untersuchten Verwerfung.

Die Modellvorstellungen von einer viskoelastischen Relaxation und einer Nukleationsphase bzw. von Spannungskorrosion besitzen die Gemeinsamkeit, daß das System jeweils ein zeitliches „Gedächtnis“ hat: Die Spannungsänderung an einem Block ist von dem Spannungsverlauf in der Vergangenheit abhängig. In allen Modellvorstellungen kann ein Block, dessen Spannung während eines vergangenen Erdbebens zugenommen hat, nach einer Zeit ein Erdbeben auslösen, d.h. weder tektonisches Aufladen noch andere Erdbeben sind dazu nötig. Der Relaxationsprozeß unterscheidet sich von den beiden anderen Ansätzen dadurch, daß er einen exponentiell abklingenden Prozeß und nicht einen sich selbst beschleunigenden Prozeß beschreibt.

4.4 Test auf nichtlinearen Determinismus

Zur Modellierung der Erdbebendynamik wurde in dieser Arbeit ein deterministischer Ansatz, nämlich das bekannte Erdbebenmodell von Burridge und Knopoff [1967], gewählt. Die Modellgleichungen sind aus wenigen einfachen geophysikalischen Mechanismen ableitbar und ihre Simulationen zeigen große Ähnlichkeiten zur realen Erdbebendynamik. Es ist aber bekannt, daß im allgemeinen zahlreiche verschiedene Mechanismen, die sich gegenseitig auf komplexe Weise beeinflussen, für die Entstehung von Erdbeben relevant sein können [Scholz 1994]. Die gesamte Komplexität der möglichen, zugrundeliegenden Mechanismen ist in einem einfachen deterministischen Modell nicht erfaßbar und es stellt sich deshalb die grundsätzliche Frage, ob die intrinsischen stochastischen Prozesse die deterministischen Wechselwirkungen nicht verdecken, so daß stochastische Modelle zur theoretischen Beschreibung der Dynamik eingesetzt werden sollten. Um diese Frage zu beantworten, muß der Anteil der deterministischen und stochastischen Komponente an der Dynamik beurteilt werden. Eine Möglichkeit besteht in einer vergleichenden Berechnung von Korrelationsintegralen für die Originalzeitreihe und Ersatzzeitreihen [Provenzale *et al.* 1994a]. In dieser Arbeit wird eine alternative Methode angewandt, die das Auftreten von nichtlinearem Determinismus in Erdbebendaten mit Hilfe der Detektion von instabilen periodischen Orbits quantifiziert. Die Methode wurde bereits anhand der Ikeda-Abbildung [Ott 1993] und anhand eines zweidimensionalen Gitters gekoppelten Zeltabbildungen [Rudzick *et al.* 1997] getestet und anschließend auf reale Erdbebendaten angewandt [Pei & Moss 1996a, 1996b; Zöller *et al.* 1998a].

Im ersten Teil dieses Abschnitts wird die Methode eingeführt (siehe auch [Zöller *et al.* 1998a]). Die Methode wird in Abschnitt 4.4.2 auf Simulationen des Relaxationsmodells und in Abschnitt 4.4.3 auf den Armenienkatalog [1996] angewendet. Abschließend wird die Ausgangsfrage mit Hilfe dieser Untersuchungen noch einmal diskutiert.

4.4.1 Die Methode

Die Methode basiert auf der Detektion von instabilen periodischen Orbits (*Unstable Periodic Orbits*, abgekürzt UPOs), deren Auftreten ein Zeichen für nichtlinearen Determinismus ist [Cvitanović 1992]. Periodische Orbits sind die Attraktoren im Zustandsraum eines dynamischen Systems, die periodisches Verhalten erzeugen. Nähert sich die Trajektorie einem UPO nahe seiner stabilen Mannigfaltigkeit, dann verlangsamt sich die Bewegung. Da UPOs praktisch niemals erreicht werden können, verläßt die Trajektorie die Umgebung des UPOs entlang seiner instabilen Mannigfaltigkeit, wobei die Geschwindigkeit im Phasenraum exponentiell anwächst. UPOs stellen eine Art „Skelett“ für deterministisches Chaos dar [Cvitanović 1992] und können zur Charakterisierung dynamischer Systeme dienen. So zeichnen sich chaotische Systeme typischerweise durch eine unendliche Menge instabiler periodischer Orbits aus [Ott 1993]. Das Auftreten von UPOs ist demnach ein Zeichen für nichtlinearen Determinismus, aber keineswegs ein Beweis für deterministisches Chaos. Zur Verifikation von deterministischem Chaos müßten unendlich viele UPOs nachgewiesen werden. In experimentellen Daten wurden UPOs zuerst in Zeitreihen aus der Medizin und Biologie nachgewiesen [Schiff *et al.* 1994; Pei & Moss 1996a, 1996b], später auch in Daten optischer Experimente [So *et al.* 1996].

Die hier benutzte Methode zur Detektion instabiler periodischer Orbits, basiert auf der Technik von Pei und Moss [1996a] und besteht aus (i) der Detektion aller UPO-Kandidaten der Original-Zeitreihe und (ii) der Berechnung der statistischen Signifikanz von UPOs mit Hilfe von Ersatzzeitreihen [Osborne *et al.* 1986; Theiler *et al.* 1992a, 1992b; Schreiber & Schmitz 1997]. Zweiteres ist notwendig, weil das Auftreten von Sequenzen, die auf die Existenz von UPOs hindeuten, in Systemen mit Rauschen grundsätzlich eine statistische Eigenschaft ist.

- (i) Detektion eines UPO-Kandidaten: Die Original-Zeitreihe $\{x_i\}$ untersucht man im *Scatter Plot*, d.h. die Punkte $\mathbf{p}_i=(x_i, x_{i+1})$ werden betrachtet [Takens 1981; Sauer *et al.* 1991; Sauer 1994]. Ein Fixpunkt der Periode eins genügt der Bedingung $\mathbf{p}_{i+1} = \mathbf{p}_i$, d.h. er liegt auf der Winkelhalbierenden. Zur Identifikation eines UPOs wird jeweils eine Sequenz von fünf Punkten $x_n, x_{n+1}, \dots, x_{n+4}$ betrachtet, für welche die folgenden Kriterien überprüft werden: (a) die Punkte x_n, x_{n+1}, x_{n+2} nähern sich mit jeweils kleiner werdendem orthogonalem Abstand der Winkelhalbierenden; (b) die Punkte $x_{n+2}, x_{n+3}, x_{n+4}$ entfernen sich mit größer werdenden Abständen von der Winkelhalbierenden; (c) der rechtwinklige Abstand zwischen Winkelhalbierender und dem Schnittpunkt der linear approximierten stabilen (Punkte x_n, x_{n+1}, x_{n+2}) mit der instabilen Mannigfaltigkeit (Punkte $x_{n+2}, x_{n+3}, x_{n+4}$) ist kleiner als der mittlere Abstand der fünf Punkte zur Winkelhalbierenden; (d) die stabile Mannigfaltigkeit hat eine Steigung von $|m_s| < 1$ und die instabile Mannigfaltigkeit besitzt eine Steigung $|m_{is}| > 1$.

Die Anzahl Z der Sequenzen, die den Bedingungen (a)-(d) genügen, wird bestimmt.

- (ii) Anwendung des Konzepts der Ersatzdaten: Die Anzahl der UPO-Kandidaten Z_e wird für phasen-randomisierte und amplituden-adjustierte Ersatzzeitreihen [Osborne *et al.* 1986; Theiler *et al.* 1992b] bestimmt. Die so erzeugten Ersatzdaten besitzen ähnliche lineare Korrelationen und dieselbe Verteilung wie die Originalzeitreihe. Mit Hilfe dieser Ersatzdaten kann die Nullhypothese, der Originalzeitreihe liegt ein li-

neerer stochastischer Prozeß zugrunde, getestet werden¹. Durch den Vergleich mit N Ersatzzeitreihen kann die Größe der statistischen Signifikanz K durch

$$K = \frac{Z - \langle Z_e \rangle}{\sigma_e} , \quad (4.27)$$

angegeben werden. Dabei ist $\langle Z_e \rangle$ der Mittelwert der in den Ersatzdaten gefundenen UPOs und σ_e die dazugehörige Standardabweichung. Nimmt man für Z_e eine Gaußverteilung an, so kann bei einem Wert $K = 3$ die Nullhypothese mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% verworfen werden. Ohne die Annahme einer Gaußverteilung werden für eine konservative Abschätzung mit dieser Genauigkeit mindestens $N = 99$ Ersatzdatensätze gebraucht [Kantz & Schreiber 1997]. Aus diesem Grund werden alle folgenden Berechnungen mit 99 Ersatzzeitreihen durchgeführt.

Die Erweiterung der Methode von Pei und Moss [1996a] auf raumzeitliche Systeme geschieht, indem über Raumbereiche gemittelte Zeitreihen betrachtet werden. Dabei wird die Idee von Rand und Wilson [1994, 1995] aufgegriffen, daß räumlich ausgedehnte Systeme durch eine charakteristische Länge ausgezeichnet sind: Besitzt ein System eine räumlich homogene Dynamik, so bleibt der Informationsgehalt bei Mittelung erhalten. Bei räumlich inhomogener Dynamik, z.B. der von Erdbeben, geht hingegen Information durch die Mittelwertbildung verloren. Untersucht man zu kleine Raumbereiche, so beobachtet man vor allem intrinsisches Rauschen, da die Dynamik stark von den Außengebieten beeinflußt wird. Zwischen zu kleinen und zu großen Raumbereichen erwartet man deshalb eine mittlere Raumskala, bei der weder intrinsisches Rauschen die Dynamik dominiert noch die Mittelungseffekte die Dynamik verdecken. Diese charakteristische Raumskala sollte sich durch einen maximalen Grad an Determinismus auszeichnen. In Abb. 4.28 ist diese Vorstellung schematisch skizziert.

4.4.2 Anwendung auf Modelldaten

In diesem Abschnitt wird nun geprüft, inwieweit die Simulationen des Modells (Abschnitt 4.1.2) mit der im letzten Abschnitt vorgestellten Methode charakterisierbar sind.

Die Kraft $F(i, j, t)$ auf einen Block (i, j) (Gl. 4.17) ist die einzige kontinuierliche Variable der Simulation, während die Erdbeben (\mathbf{x}_i, t_i, S_i) Punktereignisse im Raumzeitkontinuum darstellen. Deshalb bietet sich $F(i, j, t)$ zur Untersuchung von nichtlinearem Determinismus an. Je größer der Wert von $F(i, j, t)$ ist, desto instabiler wird der Block (i, j) . Die Mittelung über einen Raumbereich $\langle F \rangle_R$ beschreibt somit die verschiedenen Ladungszustände dieser Region zu einem gegebenen Zeitpunkt. Im Fall von $\langle F \rangle_R = F_h = 1$ kommt es zu einem kollektiven Rutschereignis, d.h. alle Blöcke dieser Region werden Teil eines gemeinsamen Erdbebens. Im anderen Grenzfall $\langle F \rangle_R = 0$ wird keiner der Blöcke Teil eines Erdbebens. Dagegen tritt bei $0 < \langle F \rangle_R < 1$ im allgemeinen ein sehr komplexes Rutschverhalten auf.

Mit der oben beschriebenen Methode wird eine Modellsimulation eines 100×100 -Gitters mit $2 \cdot 10^5$ Erdbeben und den Parametern $\alpha = 0.2$, $T_r = 10^{-4}$ und $\kappa = 0.5$ untersucht. Diese Simulation wird in äquidistanten Zeitschritten abgetastet und für jeden dieser Zeitschritte

¹Genauer: Es wird getestet, ob der Originalzeitreihe eine zeitunabhängige (statische) nichtlineare Transformation eines linearen, gaußschen stochastischen Prozesses zugrunde liegt.

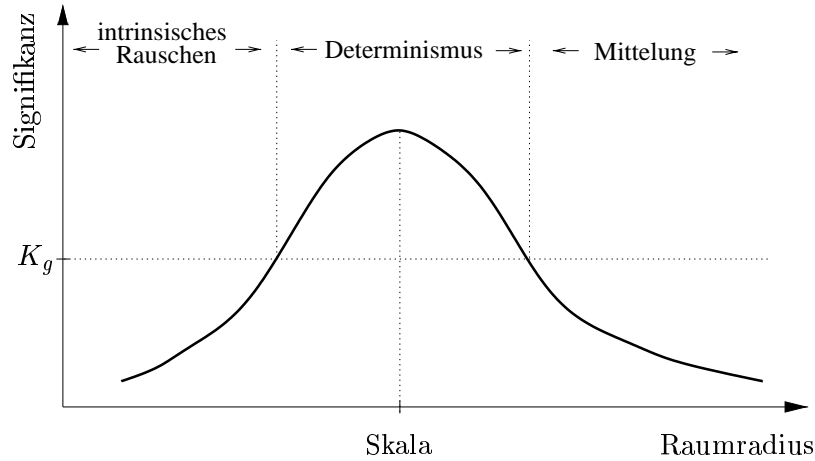


Abbildung 4.28: Schematische Darstellung der erwarteten Signifikanz für deterministisches Verhalten in Abhängigkeit von der Größe des Raumbereichs R . Auf kleinen Raumskalen dominiert intrinsisches Rauschen, während auf den großen Raumskalen der Signifikanzwert durch Mittelungseffekte unterdrückt wird. Das Maximum, welches einen Grenzwert K_g überschreitet, wird in diesem Zusammenhang als charakteristische Skala bezeichnet.

t_i wird die mittlere Kraft $\langle F \rangle_R(t_i)$ in verschiedenen Raumbereichen berechnet. Dazu werden die Raumbereiche kreisförmig mit einem Radius R um den Gittermittelpunkt gelegt. Für diese Zeitreihen wird anschließend die statistische Signifikanz K für UPOs entsprechend Gl. (4.27) bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.29 für die Abtastrate $\Delta t = 20 [T]$ dargestellt.

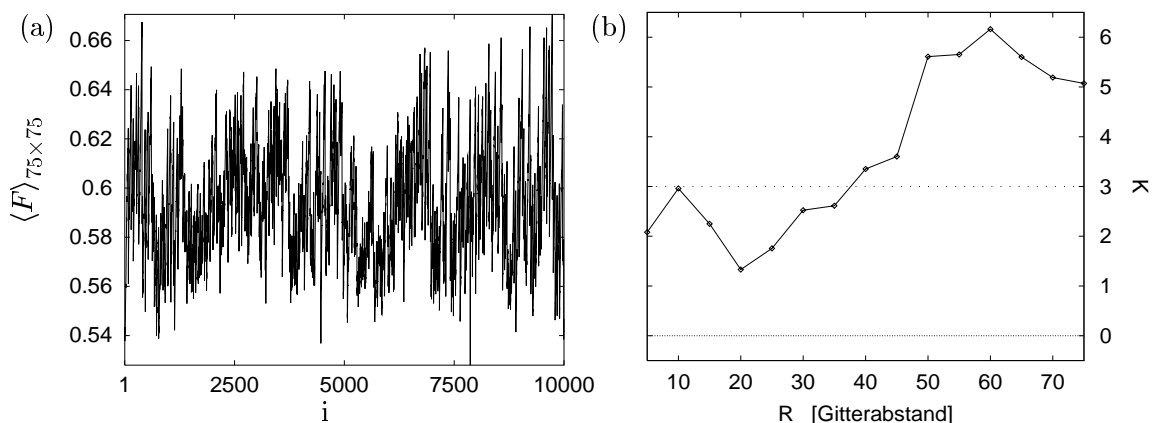


Abbildung 4.29: Als Beispiel für eine gemittelte Zeitreihe $\langle F \rangle_R(t_i)$ (mit 10^4 Datenpunkten für eine Abtastrate von $20 [T]$) ist in (a) die Mittelung über das ganze Gitter ($R = 75$) dargestellt. In (b) ist die Signifikanzkurve $K(R)$ in Abhängigkeit des Raumradius R gezeigt. Die gepunktete Horizontale gibt dabei die Abweichung von drei Standardabweichungen bezüglich des Mittelwertes von 99 Ersatzzeitreihen an.

Die Untersuchungen lieferten folgende Ergebnisse:

- (i) Im Fall einer Mittelung über einen großen Teil des Gitters kann nichtlinearer Determinismus mit hohen Signifikanzen nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis hängt nicht sensitiv von der Abtastrate $\Delta t = 20 [T]$ ab.
- (ii) Die Signifikanzen für kleine Raumskalen sind niedriger. Dies ist auf intrinsisches Rauschen zurückzuführen, da in diesem Fall die Dynamik nicht vollständig ist. Die meisten Kettenreaktionen (Erdbeben) werden außerhalb des betrachteten Raumbereichs initiiert, laufen aber dennoch in dieses Raumgebiet hinein. Dies wirkt wie ein starker stochastischer Antrieb ausgehend von den Rändern.
- (iii) Die Mittelungseffekte sind klein, so daß die charakteristische Skala nur schwach ausgeprägt ist, d.h. der Abfall von $K(R)$ bei großen Raumskalen R ist relativ klein. Die charakteristische Skala liegt nahe der Größe des gesamten Blocksystems, welches eine einzelne Verwerfung simuliert. Würde man ein System von ungekoppelten oder nur schwach gekoppelten Verwerfungen (Blocksystemen) betrachtet, so würde bei einer weiteren Vergrößerung des Raumbereichs (in andere Blocksysteme hinein), der Mittelungseffekt schnell anwachsen. Dadurch würde sich ein klares Maximum in der Signifikanzkurve herausbilden.

4.4.3 Anwendung auf einen realen Erdbebenkatalog

Reale Erdbebenkataloge bestehen aus Punktereignissen. Die Spannungen und Kräfte sind nicht direkt zugänglich. Um die beschriebene Methode anzuwenden, werden äquidistant abgetastete Zeitreihen benötigt. Aus diesem Grund ist eine Datenvorbehandlung notwendig. Dazu wird die folgende Abschätzung des Ladungszustands verwendet.

Die Kruste läßt sich näherungsweise gleichförmig auf und die Spannung entlädt sich lokal durch die an den Orten \mathbf{x}_i und zu Zeiten t_i auftretenden Erdbeben mit Magnitude M_{s_i} . Zwischen Energie und Magnitude besteht die von Gutenberg und Richter [1956] gefundene empirische Relation $\log_{10}(E_i) = 1.44 \cdot M_{s_i} + 5.24$, wobei die Energie E in Joule angegeben wird. Die Zeit wird nun in diskrete Zeitschritte T_n unterteilt. In den Zeitintervallen $[T_{n-1}, T_n]$ wird in einer Kreisumgebung mit Radius R um den Ort \mathbf{x} näherungsweise die Energie

$$E_n(R) = \sum_{\substack{T_{n-1} < t_i \leq T_n \\ |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}| \leq R}} E_i \quad , \quad (4.28)$$

durch Erdbeben freigesetzt. Es wird nun die folgende Größe

$$M(R, T_n) = \sum_{k=1}^n \log_{10}(E_k(R)) \quad (4.29)$$

betrachtet, die einer summierten effektiven Magnitude entspricht. Die tektonische Aufladung wird durch den Abzug eines gleitenden Mittels berücksichtigt. Für diese so vorbehandelten Zeitreihen kann nun die statistische Signifikanz $K(R)$ entsprechend Gl. (4.27) berechnet werden.

Die Untersuchungen betreffen die Zeitreihen, die für den Armenienkatalog [1992] mit einer Abtastrate $\Delta T = T_n - T_{n-1}$ von 25 Tagen und einem gleitenden Mittel von 7 Jahren berechnet werden. Die Ergebnisse bleiben qualitativ erhalten bei Variationen der Abtastrate und des gleitenden Mittels [Zöller 1998; Zöller *et al.* 1998a]. In den Erdbebendaten werden sowohl räumliche Bereiche mit hohen Signifikanzen für nichtlinearen Determinismus, wie auch solche mit rein stochastischem Verhalten gefunden. Als Beispiel ist in Abb. 4.30 die Signifikanz in Abhängigkeit vom Raumradius für zwei verschiedene Orte in Armenien angegeben. Abbildung 4.31 zeigt das Ergebnis einer systematischen räumlichen Abtastung des Erdbebenkatalogs. Die charakteristische Skala, d.h. der Raumradius R für den die Signi-

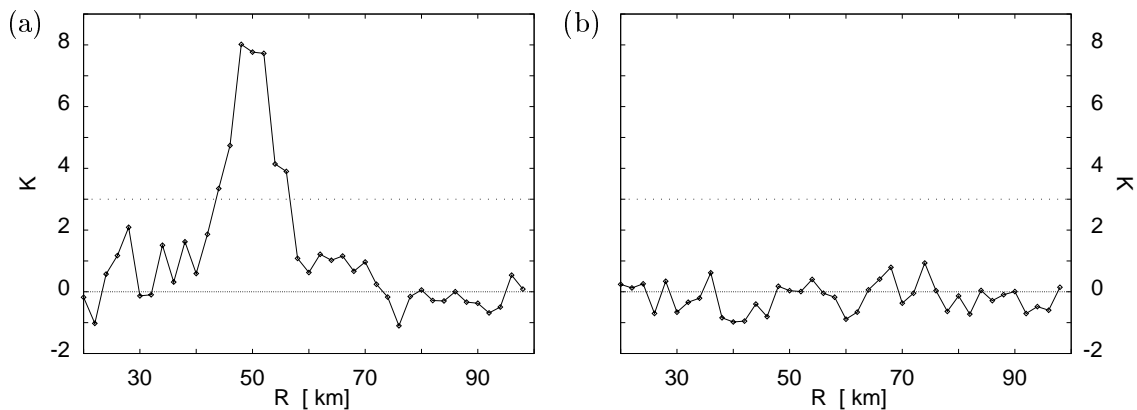


Abbildung 4.30: Die Signifikanzkurve $K(R)$ für den Aufpunkt (a) am Ort Spitak $\mathbf{x}_0 = (40.92^\circ N, 44.22^\circ O)$, bzw. (b) am Ort $\mathbf{x}_0 = (40.00^\circ N, 43.10^\circ O)$ in Armenien (aus: [Zöller *et al.* 1998a]). In beiden Fällen bezeichnet die gepunktete Horizontale die Abweichung von drei Standardabweichungen bezüglich des Mittelwertes von 99 Ersatzzeitreihen.

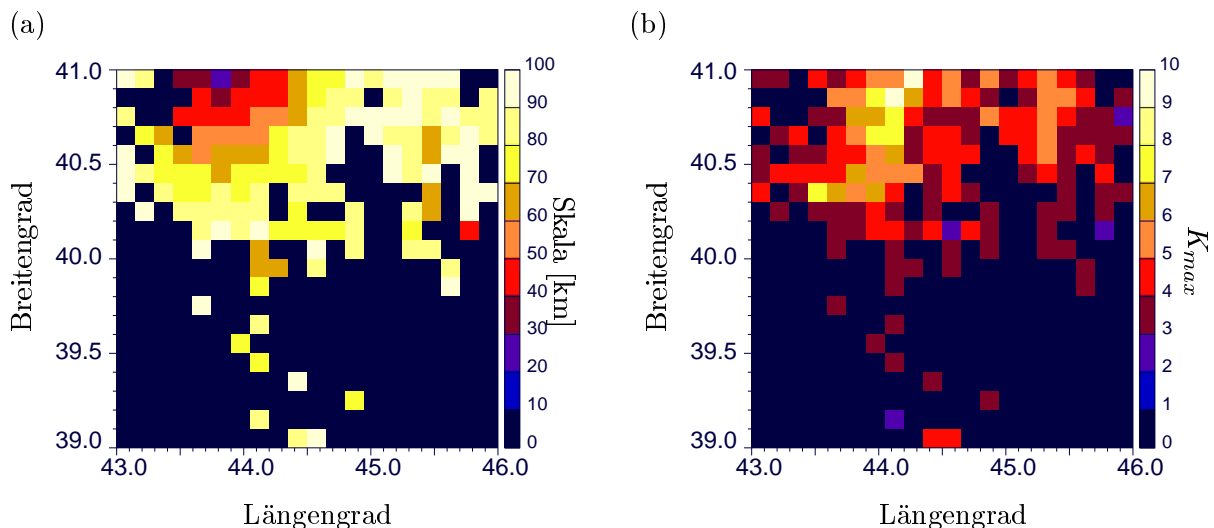


Abbildung 4.31: (a) Charakteristische Skalen und (b) die dazugehörigen Signifikanzen für den Armenienkatalog (aus: [Zöller *et al.* 1998a]). Die Raumpunkte mit $K_{max} < 3$ sind mit $Skala = 0$ und $K_{max} = 0$ gekennzeichnet.

fikanz ihr Maximum K_{max} annimmt, ist für die einzelnen Raumpunkte im Fall $K_{max} \geq 3$ angegeben. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen können wie folgt zusammengefaßt werden:

- (i) Der Raumbereich um das größte Erdbeben dieser Region, dem Spitak-Erdbeben vom 7.12.1988, zeigt sehr hohe Signifikanzen auf nichtlinearen Determinismus. Die dazugehörige charakteristische Raumskala beträgt ca. 45 km, welches einem Raumdurchmesser von 90 km entspricht (siehe Abb. 4.30a). Dies ist vergleichbar mit bereits bekannten Raumskalen des Spitak-Erdbebens, nämlich der Ausdehnung der Bruchfläche von 40 km [Arefiev *et al.* 1991; Borcherdt *et al.* 1993] und der Ausdehnung der seismischen Ruhe, die einige Jahre vor dem Erdbeben auftrat und mehrere Jahre andauerte, von 40 ± 6 km [Wyss & Martirosian 1998], bzw. ca. 80 km [Zöller *et al.* 1998b].
- (ii) In Teilbereichen des untersuchten Raumausschnitts kann auf keiner Raumskala nichtlinearer Determinismus nachgewiesen werden (siehe z.B. Abb. 4.30b). Diese *stochastischen* Raumbereiche hängen größtenteils zusammen, d.h. die *stochastischen* Raumbereiche grenzen sich von den *deterministischen* Raumbereichen ab.
- (iii) Die charakteristischen Skalen werden durch räumliche Inhomogenitäten in der Erdbebenverteilung beeinflusst [Zöller 1998].

4.4.4 Schlußfolgerungen

Am Anfang dieses Abschnitts stand die Frage, ob die Dynamik von Erdbeben besser mit Hilfe eines deterministischen oder eines stochastischen Prozesses zu beschreiben ist. Um sich einer Antwort zu nähern, wurde ein Test auf nichtlinearen Determinismus durchgeführt. Dieser statistische Test basiert auf der Detektierung von instabilen periodischen Orbits, die in nichtlinearen Systemen auftreten können. Die Anwendung dieses Tests auf reale Erdbebendaten zeigt, daß die Erdbebedynamik, wenn man sie gemittelt in einem charakteristischen Raumbereich betrachtet, klare Signifikanzen für eine nichtlineare Dynamik besitzt. Im Fall der Modellsimulationen sind die Signifikanzen für nichtlinearen Determinismus ebenfalls hoch und zeigen eine ähnliche Abhängigkeit von den betrachteten Raumbereichen: niedrige Signifikanzen für kleine Raumbereiche und ein Maximum, welches die charakteristische Raumskala definiert, für größere Raumbereiche. Die Untersuchungen zeigen also, daß die reale Erdbebedynamik besser mit einem nichtlinearen deterministischen als mit einem linearen stochastischen Prozeß zu beschreiben ist. Dies unterstützt unseren Modellierungsansatz, schließt aber einen zugrundeliegenden nichtlinearen stochastischen Prozeß nicht aus.

Ein weiteres Ergebnis der Untersuchung betrifft die Interpretation der charakteristischen Raumskalen. Im Fall der Modellsimulationen spiegelt die charakteristische Skala die Ausdehnung der Verwerfung wider. Mit dieser Interpretation kann die Methode zu einer Kartierung der Verwerfungsausdehnungen in realen Erdbebengebieten führen, sofern das Problem der räumlichen Inhomogenitäten berücksichtigt wird (Punkt (iii) in Abschnitt 4.4.3).

4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden transiente Kriechprozesse mit Hilfe von linearen viskoelastischen Körpern modelliert. In Folge der transienten Eigenschaften treten abhängige Rutschereignisse in dem entwickelten nichtkonservativen (masselosen) Blocksystem auf. Der Modellgleichungen hängen von den vier Parametern α, T_r, κ und L ab, während die Dynamik nur von der Elastizitätskonstante α und dem Verhältnis T_r zwischen Relaxationszeit und tektonischer Aufladezeit wesentlich beeinflusst wird.

Die Charakteristiken der simulierten Erdbebenkataloge sind robust gegenüber vielseitigen Modifikationen des Modells. Während die masselosen Feder-Block-Modelle, die keine transienten Eigenschaften aufweisen, im wesentlichen nur das Gutenberg-Richter-Gesetz wiedergeben können, besitzen die Simulationen des Relaxationsmodells zusätzlich noch viele Gemeinsamkeiten mit dem raumzeitlichen Auftreten der Erdbeben in Verwerfungszonen. Vor- und Nachbebensequenzen, Schwärme und seismische Ruhephasen treten in Einklang mit dem beobachteten zeitlichen und räumlichen Verhalten realer Erdbeben auf (siehe untenstehende Übersicht). Das Modell stellt somit eine wesentliche Weiterentwicklung dieser Modellklasse dar.

Übersicht der wichtigsten Eigenschaften des Relaxationsmodells:

- (1) Sowohl in den Modelldaten wie auch in realen Erdbebendaten werden hohe Signifikanzen für nichtlinearen Determinismus festgestellt.
- (2) Das Gutenberg-Richter-Gesetz, $P(S \geq S_0) \sim S_0^{-B}$, ist erfüllt, wobei
 - B und α antikorrelieren, d.h. je stärker die Wechselwirkung zwischen benachbarten Blöcken ist, desto kleiner wird B , und
 - der Exponent B für $\alpha \approx 0.2$ realistische Werte annimmt.
- (3) Es finden Vor- und Nachbebensequenzen statt:
 - (a) Es gelten modifizierte Omori-Gesetze $P(t) \sim (c + |t - t_H|)^{-x}$, wobei
 - der Exponent x für Vor- und Nachbeben denselben Wert annimmt;
 - x und T_r antikorrelieren, d.h. je größer die Untergrundseismizität (bezogen auf eine Relaxationszeit T) ist, desto kleiner wird x , und
 - x für $T_r \approx 10^{-4}$ realistische Werte annimmt.
 - (b) Die Vorbeben sind meistens um das Epizentrum des Hauptbebens und die Nachbeben auf dessen Rutschfläche und Rand lokalisiert.
 - (c) Die Anzahl der Nachbeben übersteigt die Anzahl der Vorbeben um eine Größenordnung, wobei Heterogenitäten dieses Verhältnis vergrößern.
 - (d) Der B -Wert der Vorbeben ist kleiner als der B -Wert anderer Erdbeben.
 - (e) Nachbeben finden nach allen Hauptbeben statt. Vorbeben treten nur in etwa der Hälfte der Fälle auf. Dabei gibt es keine Korrelation zwischen der Größe des größten Vorbebens und der Stärke des Hauptbebens.

- (4) Seismische Ruhephasen treten vor (Ruhephase R_2) und nach (Ruhephase R_1) dem Hauptbeben auf:
- R_1 tritt nur für kleine Werte von κ auf.
 - R_1 und R_2 erstrecken sich über Zeiträume der Größenordnung $10^{-2} [T_0]$ im Vergleich zu der Größenordnung von $10^{-4} [T_0]$ für Vor- und Nachbebensequenzen.
 - Die Zeitdauer der Ruhephasen ist positiv mit der Größe des Hauptbebens korreliert.
- (5) Es treten Erdbebenschwärme auf.
- (6) Kleine wie große Rutschereignisse treten meistens zeitlich gehäuft auf. In einzelnen Zeitabschnitten finden große Erdbeben aber auch nahezu periodisch, mit einer charakteristischen Rutschfläche statt.

Vorhersagbarkeit großer Erdbeben

Seit einigen Jahren wird die generelle Möglichkeit einer Vorhersagbarkeit von Erdbeben¹ in Frage gestellt [Geller 1997; Geller *et al.* 1997a, 1997b; Kagan 1997]. Unter Vorhersagbarkeit wird hierbei eine Verbesserung der Vorhersage gegenüber einer zeitunabhängigen Vorhersage, also gegenüber einer auf der Häufigkeitsverteilung der Erdbebengrößen aufbauenden Gefahrenabschätzung, verstanden [Geller *et al.* 1997b]. Zwei Gründe werden dabei für eine eventuelle Unvorhersagbarkeit angegeben [Main 1996; Geller *et al.* 1997a]:

- (1) Die Erdkruste befindet sich in einem (selbstorganisierten) kritischen Zustand, in dem selbst kleine Zustandsänderungen große Erdbeben auslösen können.
- (2) Die Daten sind prinzipiell unvollständig bzw. mit Fehlern behaftet.

Das erste Argument stützt sich dabei auf Modellstudien künstlicher Erdbebenkataloge [Bak *et al.* 1987; Bak *et al.* 1988a], die zwar das Gutenberg-Richter-Gesetz, aber nicht die raumzeitlichen Eigenschaften der realen Erdbebedynamik reproduzieren.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird der Frage nachgegangen, inwieweit das Argument (1) stichhaltig ist. Dazu wird für Simulationen des Relaxationsmodells geprüft, ob eine Verbesserung der Erdbebenvorhersage gegenüber einer Gefahrenabschätzung mit Hilfe der Größenverteilung möglich ist. Wie in Kapitel 4 gezeigt wurde, beschreiben diese Simulationen nicht nur einen Zustand selbstorganisierter Kritizität (Gutenberg-Richter-Gesetz), sondern auch die wesentlichen raumzeitlichen Charakteristiken realer Verwerfungszonen. Als Vorläuferphänomene vor großen Erdbeben tritt in diesen Simulationen im Mittel eine seismische Ruhephase mit anschließenden Vorbeben auf. Für die Analysen in Kapitel 4 wurde die Dynamik über viele Einzelsequenzen gemittelt, um allgemeine Gesetzmäßigkeiten ableiten zu können. Die Variabilität der Seismizität wurde nur für Einzelfälle untersucht. Die Größe dieser Variabilität spielt aber für die Vorhersagbarkeit großer Modellerdbeben eine entscheidende Rolle.

In Abschnitt 5.1 wird nun der Ladungszustand des Blocksystems und das Auftreten einer seismischen Ruhephase im Hinblick auf ihre Vorhersagekraft bezüglich großer Erdbeben untersucht. Die Vorbeben werden, obwohl sie als Vorläuferphänomen anerkannt sind [Wyss & Dmowska 1997], aus mehreren Gründen in diese Untersuchung nicht einbezogen: Zum einen wurde in Kapitel 4 gezeigt, daß nur etwa die Hälfte der Hauptbeben signifikante Vorbeben besitzen und daß im Falle ihres Auftretens keine Korrelation zwischen der Größe des größten Vorbebens und der Größe des Hauptbebens nachweisbar ist. Zum anderen ist unklar, wie ein Erdbeben im Moment seines Auftretens, d.h. ohne Kenntnis der zukünftigen Erdbeben, als Vorbeben identifiziert werden kann. Dieses Problem ist ebenfalls aus Analysen realer Erdbebedaten bekannt [Ogata *et al.* 1996].

¹Die Erdbebenvorhersage galt lange Zeit als „one of the holy grails of geophysics“ [Main 1996] (S. 433).

Seismische Ruhephasen können hingegen sehr einfach über eine verringerte Erdbebenrate definiert werden. Aus Modellsimulationen einfacher Feder-Block-Modelle (u.a. des OFC-Modells) ist bereits bekannt, daß nach einer Ruhephase ein Hauptbeben mit erhöhter Wahrscheinlichkeit folgt [Pepke *et al.* 1994; Pepke & Carlson 1994]. Die Übertragbarkeit dieser Untersuchungsergebnisse auf reale Erdbeben ist zweifelhaft, da in den zugrundeliegenden Modellsimulationen weder Vor- und Nachbeben noch Schwarmereignisse auftreten. Für reale Daten ist ein allgemeiner Zusammenhang zwischen einer seismischen Ruhephase und Hauptbeben umstritten [Geller *et al.* 1997b], obwohl in vielen Einzelfallstudien eine seismische Ruhephase vor einem großen Erdbeben nachgewiesen werden konnte [Habermann 1988; Wyss & Habermann 1988; Zschau 1996]. Dies liegt einerseits daran, daß artefizielle Ruhephasen durch mangelnde Datenqualität entstehen können, und andererseits daran, daß die statistische Signifikanz für einen systematischen Zusammenhang zwischen Ruhephasen und Hauptbeben angezweifelt wird [Reasenberg & Matthews 1988; Geller *et al.* 1997b]. Im zweiten Teil dieses Kapitels (Abschnitt 5.2) wird deshalb ein realer Erdbebenkatalog systematisch untersucht. Dabei wird der Zusammenhang zwischen den auftretenden seismischen Ruhephasen und Hauptbeben geprüft und mit den Ergebnissen für die Modellsimulationen verglichen. Abschließend wird in Abschnitt 5.3 die Aussagekraft der Untersuchungen diskutiert.

5.1 Vorhersagbarkeit im Modell

Alle Analysen werden in diesem Abschnitt anhand einer 100×100 -Gittersimulation des Relaxationsmodells mit den Parametern $\alpha=0.2$, $T_r=10^{-4}$ und $\kappa=0.5$ durchgeführt. Die Simulationslänge beträgt $5 \cdot 10^5$ Erdbeben, darunter $N_H=207$ Hauptbeben. Ein Hauptbeben ist dabei als ein Erdbeben mit einer Rutschfläche $S \geq S_m$ definiert, welches innerhalb des Zeitraums von $\pm t_\Delta$ das größte Ereignis ist. Die Werte wurden für die Untersuchungen willkürlich auf $S_m = 3000$ und $t_\Delta = 10^3 [T]$ gesetzt. In den beiden folgenden Teilabschnitten wird der Zusammenhang sowohl zwischen dem Ladungszustand des Gitters und Hauptbeben als auch zwischen seismischen Ruhephasen und Hauptbeben untersucht.

Korrelationen zwischen dem Ladungszustand und Hauptbeben

Die über das Gitter gemittelte Kraft $\langle F \rangle$ (Gl. 4.17) charakterisiert den Ladungszustand des Blocksystems und bietet sich deshalb zur Gefahrenabschätzung bezüglich großer Erdbeben an. Der Ladungszustand des Gitters kurz vor einem Hauptbeben wird im folgenden mit $\langle F \rangle(t_H)$ bezeichnet. Die Verteilung der Werte $\langle F \rangle(t_H)$ wird in Abb. 5.1(a) mit den Werten $\langle F \rangle(t)$ zu beliebigen Zeiten verglichen. Die Maxima der beiden Verteilungen sind getrennt: Das Blocksystem ist also im allgemeinen kurz vor einem Hauptbeben deutlich stärker aufgeladen, als in Phasen ohne ein Hauptbeben. Trotzdem finden Hauptbeben auch bei kleineren Werten von $\langle F \rangle$ ohne verschwindende Wahrscheinlichkeit statt.

Um zu testen, ob die Hauptbeben mit Hilfe der Kenntnis des Ladungszustands vorhersagbar sind, werden Alarmbedingungen eingeführt (Abb. 5.2a): Erreicht der Ladungszustand einen kritischen Wert A (zum Zeitpunkt t_A), dann wird die Zeit von diesem Moment bis zum nächsten Hauptbeben, d.h. $t_H - t_A$, gemessen. Erst nach dem nächsten Hauptbeben wird die Kurve $\langle F \rangle(t)$ wiederum auf ihre Kritizität überprüft. Aus diesem Grund ist die

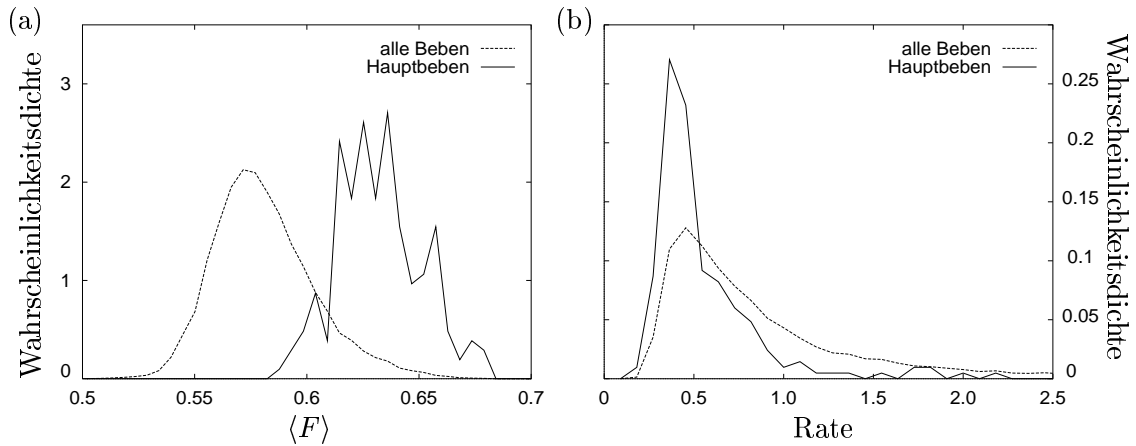


Abbildung 5.1: Die Verteilungen (a) des Ladungszustands des Blocksystems $\langle F \rangle$ und (b) der Erdbebenrate. In beiden Fällen werden die Werte kurz vor den Hauptbeben mit den Werten für die gesamte Simulation verglichen. Die Raten wurden jeweils in Zeitfenstern der Länge 300 [T] bestimmt.

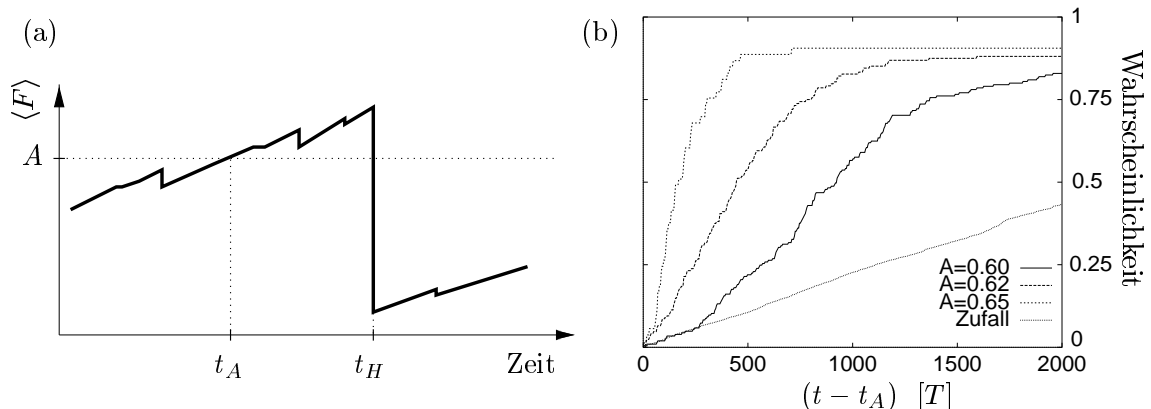


Abbildung 5.2: (a) Schematische Darstellung der Alarmbedingung für den Ladungszustand $\langle F \rangle(t)$. Sobald die Kurve das Alarmlevel A zu einer Zeit t_A überschreitet, wird die Zeit bis zum nächsten Hauptbeben t_H bestimmt. Für verschiedene Alarmlevel A ist in (b) die Wahrscheinlichkeit dafür angegeben, daß das nächste Hauptbeben innerhalb der Zeitspanne $[t_A, t]$ auftritt. Zum Vergleich ist die Kurve dargestellt, die sich aus einer zufälligen Wahl von t_A ergibt.

Anzahl der Alarme N_A kleiner oder gleich der Anzahl der Hauptbeben N_H in der untersuchten Sequenz. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das nächste Hauptbeben innerhalb des Zeitintervalls $[t_A, t]$ auftritt, ist in Abb. 5.2(b) für drei verschiedene Werte von A dargestellt. Im Vergleich zum Fall von zufällig gewählten Werten t_A , folgen Hauptbeben nach Überschreitung des Alarmlevels A im Durchschnitt wesentlich schneller.

Jetzt wird ein festes Zeitfenster (Alarmdauer) im voraus definiert. Nach jeder Alarmauslösung wird nun geprüft, ob ein Hauptbeben innerhalb dieser Alarmdauer folgt. In Abhängigkeit der Alarmdauer wird dann der Anteil der erfolgreichen Alarme (EA), der vorhergesagten Hauptbeben (VH) und der mit Alarm überdeckten Zeit (AZ) bestimmt.

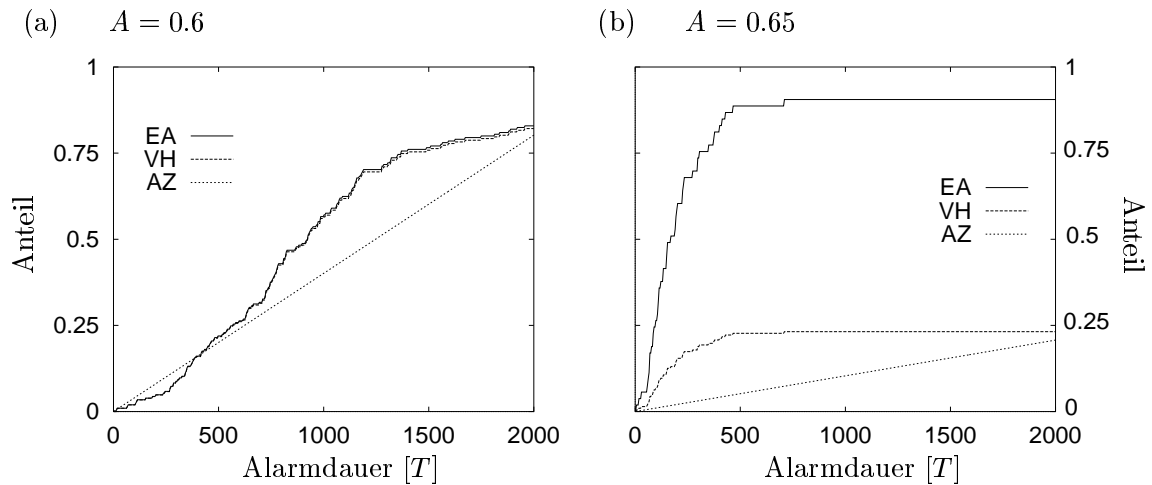


Abbildung 5.3: Für die Alarmlevel von $\langle F \rangle$ (a) $A=0.6$ und (b) $A=0.65$ ist der Anteil der erfolgreichen Alarme (EA), der vorhergesagten Hauptbeben (VH) und der mit Alarm überdeckten Zeit (AZ) in Abhängigkeit von der Alarmdauer dargestellt. In (a) ist zu beachten, daß die Kurven von EA und VH nahezu identisch sind.

Dabei berechnet sich der VH-Wert durch die Multiplikation des EA-Wertes mit dem Faktor N_A/N_H . Diese Werte sind in Abb. 5.3 für zwei verschiedene Werte von A dargestellt. Der Wert von AZ spiegelt die zeitunabhängige Vorhersage wider, die man in der Annahme erhält, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Hauptbebens zu jedem Zeitpunkt gleich ist. Aus diesem Grund kann von einer verbesserten Vorhersage dann gesprochen werden, wenn die Kurve der vorhergesagten Hauptbeben (VH) oberhalb der AZ-Kurve liegt. Dies ist in beiden Fällen gegeben. Im Fall von $A=0.6$ werden $N_A=205$ Alarme ausgerufen, d.h. vor nur zwei Hauptbeben hat $\langle F \rangle$ den Wert 0.6 nicht überschritten. Für $A=0.65$ werden dagegen nur 53 Alarme ausgelöst und der Unterschied zwischen EA und VH ist entsprechend groß. In diesem Fall folgen die Hauptbeben sehr schnell nach Alarmbeginn.

Korrelationen zwischen seismischen Ruhephasen und Hauptbeben

Wie im letzten Abschnitt dargestellt wurde, hilft die Kenntnis des Ladungszustands, die Vorhersage kommender Hauptbeben gegenüber einer zeitunabhängigen Gefahrenabschätzung zu verbessern. Der Ladungszustand ist in realen Verwerfungszonen nicht direkt meßbar, so daß andere Größen zur Gefahrenabschätzung herangezogen werden müssen. In diesem Abschnitt wird die Anzahl der Erdbeben in Zeitfenstern von 300 [T], d.h. eine Rate, bestimmt. In einem so gewählten Zeitfenster befinden sich durchschnittlich etwa 300 Erdbeben. Andere Größen des Zeitfensters führen zu qualitativ gleichen Ergebnissen. In Abb. 5.1(b) wird die Verteilung der Raten, die in den Zeitfenstern direkt vor den Hauptbeben beobachtet werden, mit der Ratenverteilung bezüglich der gesamten Simulation verglichen. Die beiden Verteilungen sind kaum unterscheidbar: Obwohl in den Zeitintervallen vor Hauptbeben durchschnittlich weniger Erdbeben als gewöhnlich auftreten, können Hauptbeben auch in einer Zeitperiode mit sehr hoher Aktivität stattfinden.

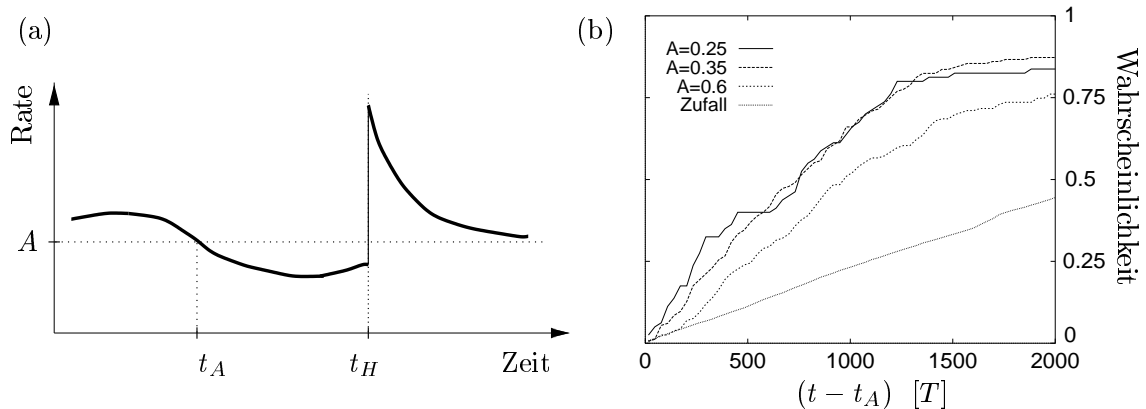


Abbildung 5.4: (a) Schematische Darstellung der Alarmbedingung im Fall der Erdbebenraten: Sobald die Kurve das Alarmlevel A zu einer Zeit t_A unterschreitet, wird die Zeit bis zum nächsten Hauptbeben t_H bestimmt. Für verschiedene Alarmlevel A ist in (b) die Wahrscheinlichkeit dafür gezeigt, daß das nächste Hauptbeben innerhalb der Zeitspanne $[t_A, t]$ auftritt. Verglichen werden diese Wahrscheinlichkeiten mit derjenigen für eine zufällige Wahl von t_A .

Um die Vorhersagbarkeit zu testen, werden alle Schritte des letzten Abschnitts wiederholt. Der Alarm wird in diesem Fall bei einer Unterschreitung des Alarmlevels A ausgelöst. Die Alarmbedingung ist in Abb. 5.4(a) schematisch dargestellt. Abbildung 5.4(b) zeigt für verschiedene Werte von A die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das nächste Hauptbeben innerhalb des Zeitintervalls $[t_A, t]$ nach einem Alarm auftritt und vergleicht diese mit derjenigen Wahrscheinlichkeit für zufällige Werte von t_A . Hauptbeben folgen nach seismischen Ruhephasen durchschnittlich schneller als nach seismisch aktiven Phasen.

In Abhängigkeit von der Alarmdauer sind in Abb. 5.5 die Anteile der erfolgreichen Alarme (EA), der vorhergesagten Hauptbeben (VH) und der mit Alarm überdeckten Zeit (AZ) im Fall von $A=0.25$ und 0.35 dargestellt. Dabei werden 80 Alarme im Fall des Wertes $A=0.25$ und 165 Alarme für $A=0.35$ ausgelöst. Es zeigt sich in beiden Fällen, daß die Beobachtung von seismischen Ruhephasen die Gefahrenabschätzung gegenüber einer zeitunabhängigen Gefahrenabschätzung deutlich verbessern kann.

Eine alternative Herangehensweise zur Quantifizierung von seismischer Ruhe bietet das SEISMOLAP-Verfahren [Zschau *et al.* 1991; Zschau 1996]. Wie in Abschnitt 4.2.3 (S. 49) beschrieben, ist der SEISMOLAP- S_2 -Wert der Kehrwert einer gewichteten Rate, d.h. hohe S_2 -Werte zeigen seismische Ruhe an. Es wird nun geprüft, ob eine weitere Verbesserung der Vorhersage mit Hilfe des S_2 -Werts erreicht werden kann. Abbildung 5.6(a) zeigt die Verteilungen der S_2 -Werte, die entsprechend Gl. (4.23) mit dem Parameter $F_t = 400$ [T] berechnet werden. Die Ergebnisse hängen dabei nicht sensitiv von dem Parameter F_t ab. Im Vergleich zu den entsprechenden Verteilungen der Erdbebenraten (Abb. 5.1b) sind die Verteilungen der S_2 -Werte deutlicher voneinander getrennt. Mit einer Alarmbedingung, die wie im Fall von $\langle F \rangle$ definiert ist (Abb. 5.2), sind die EA-, VH- und AZ-Kurven berechenbar. Ein Beispiel für die entsprechenden Kurven ist in Abb. 5.6(b) gezeigt. Wiederum wird eine deutliche Verbesserung der Vorhersage gegenüber der zeitunabhängigen Gefahrenabschätzung erreicht.

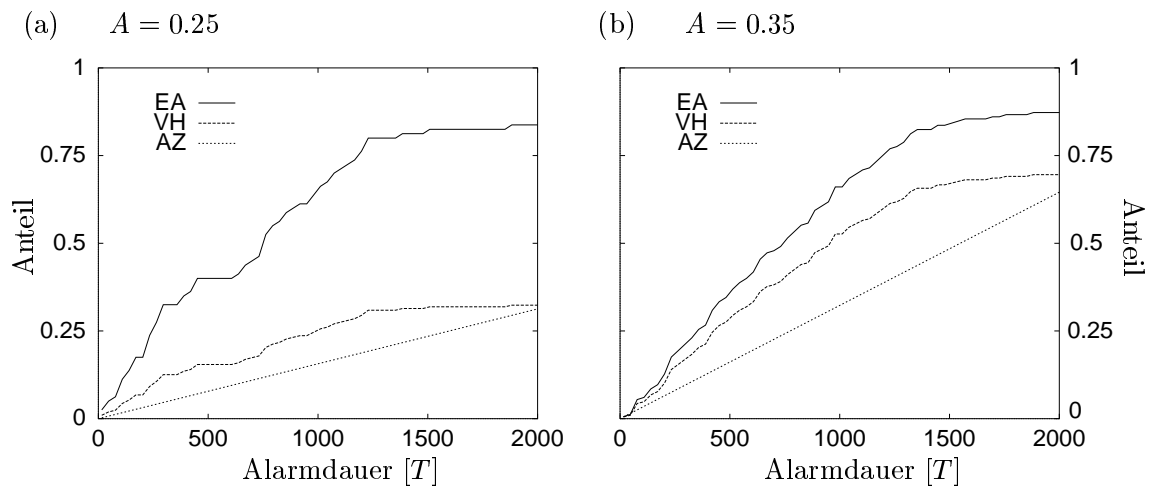


Abbildung 5.5: Im Fall der Erdbebenraten ist für ein Alarmlevel von (a) $A=0.25$ bzw. (b) $A=0.35$ der Anteil der erfolgreichen Alarme (EA), der vorhergesagten Hauptbeben (VH) und der mit Alarm überdeckten Zeit (AZ) in Abhängigkeit von der Alarmdauer dargestellt.

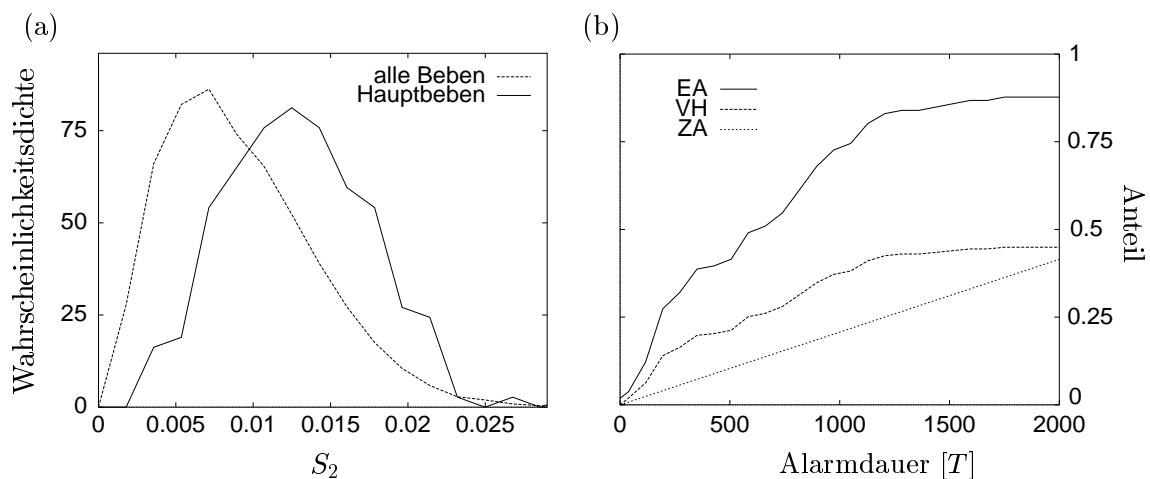


Abbildung 5.6: In (a) sind die Verteilungen der S_2 -Werte (mit $F_t = 400 [T]$) für die Zeitpunkte unmittelbar vor den Hauptbeben und zu beliebigen Zeitpunkten dargestellt; in (b) werden die Anteile der erfolgreichen Alarme (EA), aller vorhergesagten Hauptbeben (VH) und der Alarmzeit (AZ) für ein Alarmlevel von $A = 0.0175$ gezeigt.

Der Faktor mit dem die Vorhersage gegenüber der zeitunabhängigen Vorhersage verbessert wird, ist das Verhältnis zwischen den Anteilen der vorhergesagten Hauptbeben und der mit Alarm überdeckten Zeit. Werte von VH/AZ , die über eins liegen, kennzeichnen eine Verbesserung der Vorhersage; Werte die kleiner als eins sind, weisen dagegen auf eine Verschlechterung hin. Abbildung 5.7 zeigt diesen Faktor für alle drei Fälle: für die Beobachtung des Ladungszustands, der Erdbebenraten und der S_2 -Werte. In allen Fällen liegt der Faktor über eins, was eine Verbesserung der Vorhersagbarkeit bedeutet. Der Faktor der Verbesserung ist im Fall des Ladungszustands am größten (bis zu sieben). Dagegen liegen die Faktoren der Raten bzw. der S_2 -Werte dicht beisammen, wobei der maximale Faktor im Fall der S_2 -Werte (ca. 3.5) größer als im Fall der Raten (ca. 2.5) ist.

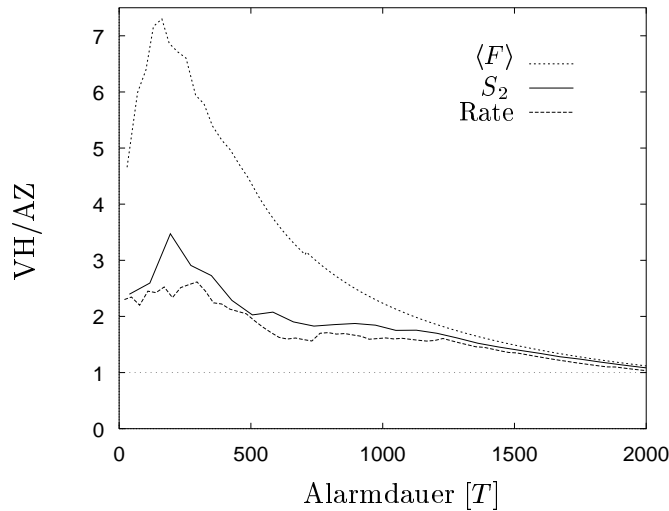


Abbildung 5.7: Die Verbesserungsfaktoren der Vorhersage gegenüber der zeitunabhängigen Vorhersage für die Fälle $A_{\langle F \rangle}=0.65$, $A_{Rate}=0.25$ und $A_{S_2}=0.0175$.

5.2 Vorhersagbarkeit in Armenien

In diesem Abschnitt wird nun für eine reale Verwerfungszone der Zusammenhang zwischen seismischen Ruhephasen und Hauptbeben untersucht. Dazu wird das Auftreten der Erdbeben in der Region um Armenien anhand des Armenienkatalogs [1996] betrachtet. In die Analyse gehen die 9314 Erdbeben ein, die zwischen 1962 und 1996 mit einer Magnitude $M \geq 2.2$ auftraten.

Im Gegensatz zu den Modellsimulationen, die das Verhalten einer einzelnen, zusammenhängenden Verwerfung beschreiben, bestehen reale Erdbebengebiete aus einem Netzwerk verschiedener Verwerfungen. Da sich seismische Ruhe in diesem Fall vor allem lokal bemerkbar macht, muß die Seismizität realer Verwerfungszone ortsunabhängig untersucht werden. Zur Untersuchung der Modelldaten wurde im letzten Abschnitt das SEISMOLAP-Verfahren [Zschau *et al.* 1991; Zschau 1996] in einer ortsunabhängigen Form angewendet. Das Originalverfahren sieht eine ortsunabhängige Gewichtung vor, welche Erdbeben, die in der Nähe des Berechnungspunktes auftreten, stärker wertet als weiter entfernt stattfindende Erdbeben. Zöller [1998] hat das Originalverfahren auf den Armenienkatalog [1996] angewandt und durch Vergleich mit randomisierten Ersatzkatalogen statistisch signifikante seismische Ruhephasen identifiziert (ausführliche Beschreibung: siehe [Zöller *et al.* 1998b]). Auf diese Weise erhält man eine Zeitreihe, die den Anteil $V_R(t)$ der signifikant ruhigen Fläche bezüglich der Gesamtfläche des untersuchten Gebietes angibt. Die resultierende Zeitreihe, die in Abb. 5.8 gezeigt ist, wird nun als Grundlage für die weiteren Untersuchungen dieses Abschnitts benutzt. In der Zeitreihe sind drei ausgeprägte Phasen mit seismischer Ruhe deutlich zu erkennen. In derselben Abbildung sind zusätzlich die vier größten Erdbeben dieser Region eingezeichnet.

Zur Untersuchung der Korrelationen zwischen den Hauptbeben und den seismischen Ruhephasen werden wieder Alarmbedingungen definiert (Abb. 5.9a). Da $V_R(t)$ die räumliche Ausdehnung des Ruhevolumens und nicht die Anzahl der fehlenden Erdbeben mißt, kann

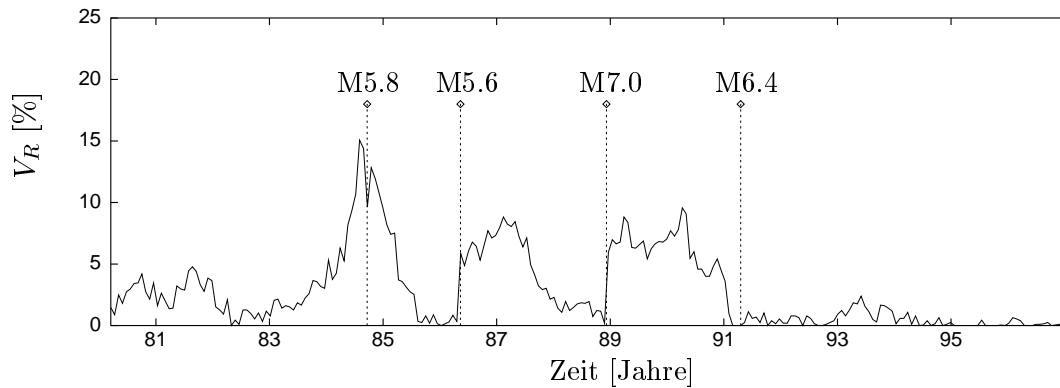


Abbildung 5.8: Der prozentuale Anteil V_R des Raumes in der Region von Armenien, der signifikante Ruhe zeigt, als Funktion der Zeit. Zusätzlich sind die Zeitpunkte und Magnituden der wichtigsten regionalen Erdbeben eingezeichnet, die während dieser Zeitspanne stattfanden.

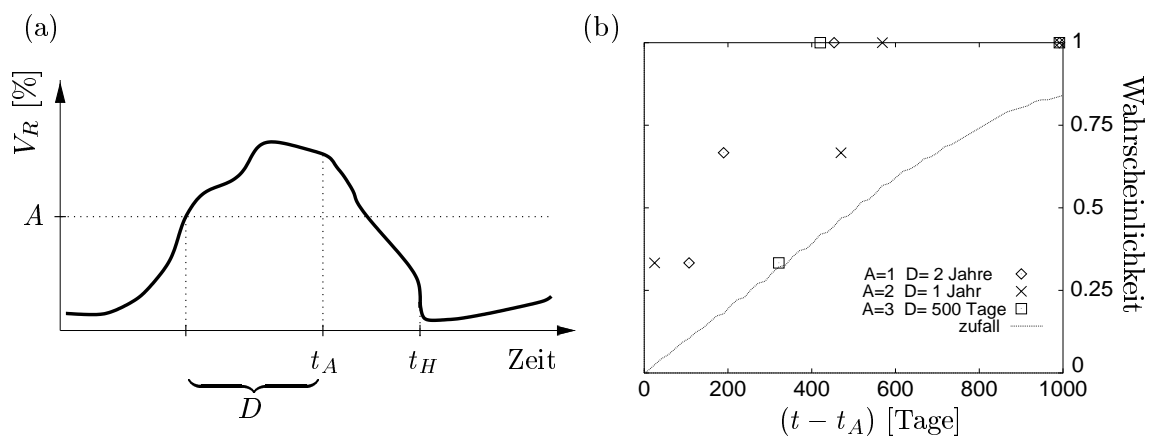


Abbildung 5.9: (a) Schematische Darstellung der Alarmbedingung im Fall der realen Erdbebendaten. Von dem Zeitpunkt t_A an, an dem die Kurve das Alarmlevel A bereits die Zeitdauer D überschritten hat, wird die Zeit bis zum Zeitpunkt t_H des nächsten Hauptbebens bestimmt. Für verschiedene Werte von A und D ist in (b) die Wahrscheinlichkeit dafür angegeben, daß das nächste Hauptbeben innerhalb der Zeitspanne $[t_A, t - t_A]$ auftritt. Diese wird mit derjenigen Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Wahl von t_A verglichen.

eine räumliche Konzentration bzw. Ausdehnung der ruhigen Fläche zu einem Abfall bzw. einem Anstieg des Wertes von $V_R(t)$ führen, ohne daß sich dabei die Anzahl der stattfindenden Erdbeben ändert. Zur Quantifizierung einer seismischen Ruhe ist eine Phase, die ein Mindestmaß an Ruhevolumen über eine Mindestzeitdauer D zeigt, somit ein robusteres Maß als der Absolutwert von $V_R(t)$. In die Alarmbedingungen geht aus diesem Grund neben einem Schwellenwert A die Mindestzeitdauer D , innerhalb der $V_R \geq A$ gelten muß, ein.

Für viele Parameterkombinationen wird eine Verbesserung der Vorhersage erreicht. Beispiele sind in Abb. 5.9(b) gezeigt, in der die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das nächste Hauptbeben innerhalb des Zeitintervalls $[t_A, t]$ nach einem Alarm auftritt, aufgetragen

ist. In allen drei Fällen wurde nur dreimal ein Alarm ausgelöst. Entsprechend der Vorgehensweise in Abschnitt 5.1 können nun die Anteile der erfolgreichen Alarme (EA), aller vorhergesagten Hauptbeben (VH) und der Alarmzeit (AZ) berechnet werden. Diese Werte sind in Abb. 5.10 für zwei Alarmbedingungen dargestellt. Die VH-Kurve liegt jeweils

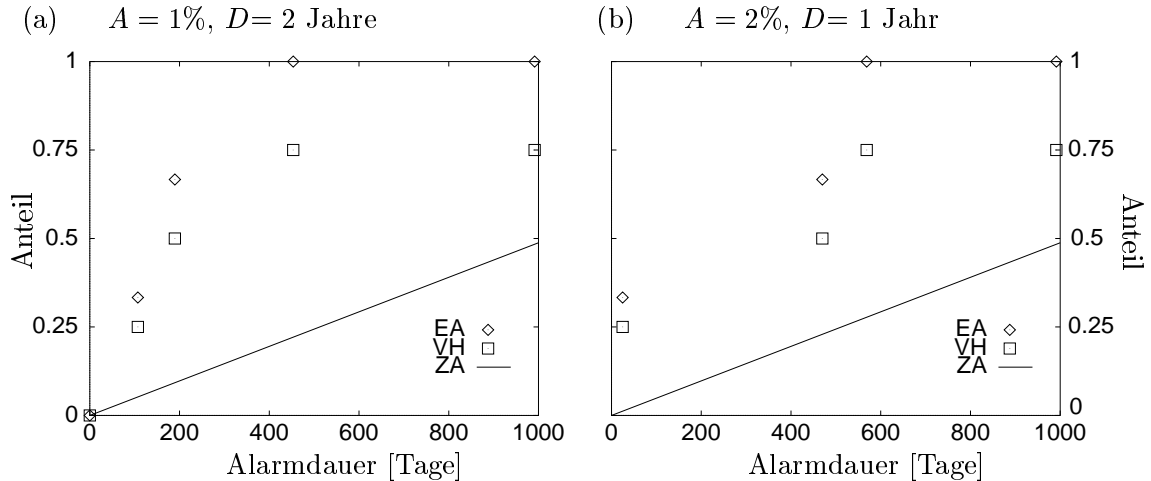


Abbildung 5.10: Die Ergebnisse für Armenien im Fall der Alarmparameter (a) $A=1\%$, $D=2$ Jahre bzw. (b) $A=2\%$, $D=1$ Jahr: Der Anteil der erfolgreichen Alarme (EA), der vorhergesagten Hauptbeben (VH) und der mit Alarm überdeckten Zeit (AZ) ist in Abhängigkeit von der Alarmdauer dargestellt.

deutlich oberhalb der AZ-Kurve, was wiederum darauf hindeutet, daß die Vorhersage mit Hilfe der Identifizierung seismischer Ruhephasen verbessert werden kann. Allerdings darf hier nicht vergessen werden, daß die statistische Aussagekraft im Fall von vier Hauptbeben und zwei freien Parametern eher gering ist.

5.3 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde die Frage der Vorhersagbarkeit großer Erdbeben in Modellsimulationen und in realen Daten untersucht. Im ersten Teil wurde die gängige Annahme geprüft, daß Erdbeben aufgrund eines selbstorganisierten kritischen Zustands der Erdkruste nicht vorhersagbar sind. Dazu wurden Simulationen des Relaxationsmodells analysiert, die sich, wie in Kapitel 4 gezeigt wurde, sowohl in einem Zustand der selbstorganisierten Kritizität befinden, als auch viele der beobachteten raumzeitlichen Charakteristiken realer Verwerfungszone reproduzieren. Somit eignen sie sich zum Test der oben genannten Schlußfolgerung.

Die Analyse wurde hinsichtlich drei verschiedener Größen durchgeführt: für den Ladungszustand des Blocksystems, die Erdbebenrate und für einen modifizierten SEISMOLAP- S_2 -Wert. In allen Fällen konnte die Vorhersage im Vergleich zur zeitunabhängigen Vorhersage deutlich, im Fall des Ladungszustands um mehr als einen Faktor sieben, verbessert werden. Damit kann die Aussage von Geller *et al.* [1997a, 1997b] widerlegt werden, daß ein selbstorganisierter kritischer Zustand der Erdkruste eine inhärente Unvorhersagbarkeit

von Erdbeben bedingt.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wurde der Armenienkatalog [1996] hinsichtlich möglicher Korrelationen zwischen Hauptbeben und seismischen Ruhephasen untersucht. Als Grundlage diente dabei eine Quantifizierung der signifikant ruhigen Fläche in dieser Region, die drei signifikante Maxima in dem untersuchten Zeitabschnitt aufweist [Zöller 1998; Zöller *et al.* 1998b]. Für eine Vielzahl von Alarmbedingungen wurden die Korrelationen mit den vier größten Erdbeben dieser Region analysiert. Als Ergebnis ergibt sich eine Verbesserung der Vorhersage gegenüber einer zeitunabhängigen Vorhersage der Hauptbeben, die in derselben Größenordnung wie im Fall der Modelldaten liegt. Diese Ergebnisse deuten auf einen systematischen Zusammenhang zwischen seismischen Ruhephasen und Hauptbeben in realen Daten hin, können diesen aber aufgrund der beschränkten statistischen Aussagekraft nicht verifizieren. Dazu sind entsprechende Untersuchungen für weitere reale Erdbebenkataloge notwendig.

Zusammenfassung und Ausblick

Die Erdbebendynamik wurde in dieser Arbeit hinsichtlich eines zugrundeliegenden selbstorganisierten kritischen Zustands der Erdkruste untersucht. Das Markenzeichen solcher kritischer Zustände, eine skaleninvariante Verteilung der Ereignisgrößen, ist eines der auffälligsten Merkmale der Erdbeben (Gutenberg-Richter-Gesetz). Erdbeben und deren verantwortliche Mechanismen besitzen weitere Übereinstimmungen mit dem Konzept der selbstorganisierten Kritizität, welches von Bak *et al.* [1987; 1988a] anhand eines Sandhaufenmodells eingeführt wurde (Abschnitt 3.1). So spielen sich in Erdbebengebieten, ebenso wie im Sandhaufenmodell, Prozesse auf zwei getrennten Zeitskalen ab: Eine Verwerfungszone wird aufgrund der Verschiebung tektonischer Platten langsam aufgeladen, während diese durch lawinenartige Entladungen, d.h. Erdbeben, plötzlich reagiert. Während im Sandhaufenmodell ein kritischer Wert der Sandhaufenneigung über Stabilität oder Instabilität des Sandes, d.h. über den Anfang einer Rutschbewegung, entscheidet, ist dies in Gesteinen der Haftreibungswert [Brace & Byerlee 1966; Brace 1972]. Feder-Block-Modelle, die diesen Mechanismus der Haft-Gleit-Bewegung zur Modellierung der Erdbebendynamik anwenden, organisieren sich selbständig in einen kritischen Zustand, in dem das Gutenberg-Richter-Gesetz reproduziert wird (Abschnitt 3.2). Aufgrund dieser Tatsache wird der Zustand der Erdkruste als kritisch eingestuft [Sornette *et al.* 1990; Scholz 1991; Geller *et al.* 1997, Main 1997]. Darauf aufbauend wird wiederum auf die grundsätzliche Unvorhersagbarkeit von Erdbeben geschlossen [Main 1996; Geller *et al.* 1997a, 1997b; Kagan 1997].

Diese Einschätzung ist aber aufgrund der raumzeitlichen Seismizitätsmuster, die in Erdbebenzonen beobachtet werden, umstritten [Wyss 1997]. Große Erdbeben werden im allgemeinen von einer Vor- und Nachbebenaktivität begleitet, deren zeitlicher Anstieg bzw. Abfall im Mittel einem Potenzgesetz folgt. Zusätzlich werden Erdbebenschwärme und seismische Ruhephasen beobachtet. Diese raumzeitlichen Phänomene konnten bisher mit Hilfe der Feder-Block-Modelle nicht adäquat beschrieben werden. Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Fragestellungen knüpfen an dieses Problem an:

- (1) Sind neben dem Gutenberg-Richter-Gesetz auch die raumzeitlichen Muster im Rahmen des Konzepts der selbstorganisierten Kritizität erklärbar?
- (2) Inwieweit kann aus einem selbstorganisierten kritischen Zustand, der auch die raumzeitlichen Muster wie Vor- und Nachbeben beinhaltet, noch auf eine grundsätzliche Unvorhersagbarkeit von Einzelereignissen geschlossen werden?

Modellierung der Seismizität

In dieser Arbeit wurden transiente Kriechprozesse als mögliche Ursache der abhängigen Erdbeben (z.B. der Nachbeben) untersucht (Kapitel 4). Transientes Kriechen bietet sich als Erklärung der beobachteten Erdbebenanhäufungen an, da es sowohl in Verwerfungs-zonen als auch in Laborexperimenten beobachtet wird [Griggs 1939; Lomnitz 1956; DeMets 1997; Heki *et al.* 1997]. In einer ersten Näherung wurden diese Kriecheigenschaften mit

Hilfe von linearen viskoelastischen Körpern modelliert. Das in dieser Arbeit entwickelte deterministische Blockmodell wird als Relaxationsmodell bezeichnet, weil nach jedem Rutschereignis (Erdbeben) ein zeitlich exponentiell abklingendes Nachrutschen (mit der Relaxationszeit T) in den angrenzenden Gesteinsschichten stattfindet. Dieses Nachgeben der angrenzenden Schicht bewirkt eine Spannungserhöhung im Blocksystem, welche weitere Erdbeben auslösen kann. Im Fall einer Vernachlässigung der Trägheitskräfte, d.h. eines masselosen Blocksystems, können Simulationen einfach durchgeführt werden. Dadurch konnte eine große Anzahl von Erdbeben auf ausgedehnten Blocksystemen erzeugt und statistisch ausgewertet werden. Ein zum Vergleich durchgeführter Test synthetischer und realer Erdbebendaten lieferte gleichermaßen hohen Signifikanzen für nichtlinearen Determinismus (Abschnitt 4.4).

Trotz eines rein deterministischen, homogenen Blocksystems mit isotropen Wechselwirkungen tritt ein äußerst komplexes Rutschverhalten auf, welches eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit realen Erdbebendaten besitzt.

Die Größen der auftretenden Rutschflächen sind ebenso wie im Fall des Blocksystems ohne transientes Kriechen [Olami *et al.* 1992] gemäß dem Gutenberg-Richter-Gesetz verteilt (Abschnitt 4.2.2). Der Wert des Exponenten B hängt dabei im wesentlichen von der Wechselwirkungsstärke α zwischen benachbarten Blöcken ab. Für Spannungsverluste während eines Erdbebens in der Größenordnung von 20% nimmt der Exponent B realistische Werte an.

Die durchschnittlich in Erdbebengebieten beobachteten Seismizitätsmuster vor und nach einem Hauptbeben werden in den Simulationen nach Mittelung über viele verschiedene Hauptbeben wiedergegeben (Abschnitt 4.2.3): Eine seismische Ruhephase wird kurz vor dem Hauptbeben durch eine anwachsende Vorbebenaktivität abgelöst. Dabei sind die Vorbeben überwiegend um das Epizentrum des zukünftigen Hauptbebens lokalisiert. Direkt mit dem Hauptereignis setzt eine, gegenüber der Vorbebenaktivität um eine Größenordnung erhöhte Nachbebenaktivität ein, die sich vor allem auf die Rutschfläche und deren Rand konzentriert und mit der Zeit wieder abnimmt.

Das Auftreten von abhängigen Ereignissen ist nicht überraschend, da im Modellansatz veranlagt ist, daß ein Erdbeben aufgrund des Relaxationsprozesses zu zeitlich verzögert auftretenden Erdbeben führen kann. Kleine Erdbeben (Vorbeben) können deshalb große Erdbeben und diese wiederum kleinere Erdbeben (Nachbeben) auslösen. Das überraschende Ergebnis der Modellanalysen ist, daß sich ohne weitere Voraussetzungen viele der in Erdbebengebieten beobachteten Charakteristiken ergeben. So ist die Größenverteilung der Vorbeben durch einen kleineren B -Wert im Vergleich zu den Nachbeben und den übrigen Erdbeben gekennzeichnet. Weiterhin kann die Vor- und Nachbebenaktivität gleichermaßen durch ein modifiziertes Omori-Gesetz beschrieben werden, wobei die Exponenten in beiden Fällen identisch sind. Der Wert dieser Exponenten wird hauptsächlich durch das Verhältnis T_r zwischen Relaxationszeit und tektonischer Aufladezeit festgelegt. Die in realen Daten beobachteten Werte der Exponenten werden in den Simulationen mit $T_r \approx 10^{-4}$ reproduziert. Auf diese Weise können die in Verwerfungszonen beobachteten Exponenten der Größenverteilung, der Vor- und Nachbebenaktivität sowie deren regionale Variabilität durch Festlegung der beiden Parameter α und T_r gleichzeitig modelliert werden.

Während sich allgemeingültige Gesetzmäßigkeiten für den durchschnittlichen Seismizitätsverlauf angeben lassen, variiert die Erdbebenaktivität in Einzelfällen stark (Abschnitt 4.2.3).

So finden Vorbeben durchschnittlich nur vor jedem zweiten Hauptbeben statt, wobei im Fall ihres Auftretens kein Zusammenhang zwischen den Größen der Vorbeben und der des Hauptbebens nachweisbar ist. Ebenso ist eine vorangehende seismische Ruhephase keine Bedingung für ein auftretendes Hauptbeben. Auch in einer Phase hoher Erdbebenaktivität kann ein großes Erdbeben mit endlicher Wahrscheinlichkeit stattfinden. Die zeitliche Abfolge der Hauptbeben ist im allgemeinen unregelmäßig, sie kann in einzelnen Zeitfenstern aber auch nahezu periodisch sein.

Die wesentlichen Eigenschaften der Dynamik erweisen sich als robust gegenüber verschiedenen Modellmodifikationen (Abschnitt 4.3). So treten die qualitativ gleichen raumzeitlichen Phänomene bei einer verallgemeinerten Kopplung zwischen dem Blocksysteem und der tektonischen Platte, bei veränderten Randbedingungen sowie unter Berücksichtigung von additivem Rauschen und Heterogenitäten auf.

Die erste Fragestellung dieser Arbeit konnte somit erstmals in befriedigender Weise beantwortet werden: Die Einführung transientser Eigenschaften in ein masseloses Blocksysteem erhält das kritische Verhalten (Gutenberg-Richter-Gesetz), erzeugt aber ebenso die raumzeitlichen Charakteristiken der Verwerfungszonen. Dies läßt vermuten, daß das Relaxationsmodell trotz aller Vereinfachungen die wesentlichen Mechanismen, die in Verwerfungszonen eine Rolle spielen, qualitativ richtig beschreibt. Aus diesem Grund unterstützt diese Arbeit die These, daß sich Verwerfungszonen in einem Zustand selbstorganisierter Kritizität befinden.

Vorhersagbarkeit von Erdbeben

Im zweiten Teil der Arbeit wurden die Modellsimulationen hinsichtlich der Vorhersagbarkeit großer Erdbeben untersucht (Abschnitt 5.1). Der Ladungszustand sowie die seismischen Ruhephasen wurden dazu auf ihre Vorhersagekraft analysiert. In beiden Fällen konnte eine deutliche Verbesserung der Gefahrenabschätzung gegenüber der zeitunabhängigen Wahrscheinlichkeitsabschätzung, die man aus den durchschnittlichen Häufigkeiten der Erdbeben berechnet, erzielt werden. In einer vergleichenden Studie wurde für reale Erdbebendaten der Zusammenhang zwischen seismischen Ruhephasen und den Hauptbeben untersucht, wobei ebenfalls eine verbesserte Gefahrenabschätzung erreicht wurde (Abschnitt 5.2). Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß in realen Erdbebendaten ebenfalls ein kausaler Zusammenhang zwischen seismischen Ruhephasen und Hauptbeben besteht und eine Verbesserung der Gefahrenabschätzung mit Hilfe einer Detektierung von Ruhephasen erreicht werden kann. Weitere Untersuchungen realer Erdbebendaten sind zur Bestätigung dieser vorläufigen Ergebnisse notwendig, da die statistische Aussagekraft der Ergebnisse aufgrund der begrenzten untersuchten Datenmenge gering ist.

Die Analyse der simulierten Daten, die einen selbstorganisierten kritischen Zustand repräsentieren, führt somit zu dem Ergebnis, daß ein kritischer Zustand nicht zwangsläufig eine inhärente Unvorhersagbarkeit großer Erdbeben impliziert. Dies steht im Widerspruch zur Aussage von Geller *et al.* [1997a].

Ausblick

Das in dieser Arbeit entwickelte Relaxationsmodell wurde bisher unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte und langreichweitiger Wechselwirkungen analysiert. Eine künftige Aufgabe ist deshalb die Simulation des Modells mit massiven Blöcken, also unter Verwendung von gekoppelten Differentialgleichungen, um den Einfluß der Trägheitskräfte zu untersuchen. Ferner sollten speziell für den Relaxationsprozeß auch langreichweitige Kopplungen betrachtet werden. Solche langreichweitigen Wechselwirkungen können möglicherweise die Kopplung zwischen verschiedenen Verwerfungen modellieren.

Werden die Ergebnisse dieser Arbeit anhand der realistischeren Modellierungen bestätigt, bieten sich die Modellsimulationen für eine Vielzahl von Untersuchungen an, die sowohl die Vorhersage weiterer Eigenschaften als auch den Test von bestehenden Methoden der Erdbebenanalyse als Ziel haben können. Dabei besitzen die Modelldaten mehrere Vorteile gegenüber realen Daten. Sie sind in beliebiger Länge simulierbar und die Abhängigkeit der Phänomene von den Mechanismen kann untersucht werden.

So kann beispielsweise die Frage behandelt werden, ob ein systematischer Zusammenhang zwischen dem Ladungszustand des Blocksystems und dem B -Wert besteht. Eine solche Beziehung könnte äußerst nützlich sein, da im Modell mit Hilfe des Ladungszustands die Gefahrenabschätzung bezüglich großer Erdbeben deutlich verbessert werden kann (siehe Kapitel 5). Die Analyse der Größenverteilung, die sich bisher auf die gesamte Sequenz oder nur auf die Vorbeben bzw. Nachbeben beschränkt hat, muß dazu in einem bewegten Zeitfenster untersucht werden.

Weiterhin ist die Rolle der Erdbebenschwärme genauer zu charakterisieren. Wann tauchen sie bevorzugt auf und welche Aussagekraft hat ihr Erscheinen in Bezug auf eine Vorhersagbarkeit von Hauptbeben?

Ein weiteres Themenfeld ist die systematische Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der Dauer einer seismischen Ruhephase und der nachfolgenden Dynamik, z.B. der Größe eines auftretenden Hauptbebens. Ebenso muß das Auftreten von seismischer Ruhe vor starken Nachbeben, welches in realen Erdbebendaten beobachtet wird [Matsu'ura 1986], in den Modelldaten überprüft werden. Die Modellstudien einzelner Nachbebenserien deuten auf eine solche Ruhephase hin, eine systematische Auswertung wurde bisher für die simulierten Daten nicht durchgeführt.

Ein zentrales Problem in der Analyse von Erdbebendaten ist die Trennung der abhängigen (Vorbeben, Nachbeben und Schwarmereignisse) von den unabhängigen Erdbeben. Dabei ist man gewöhnlich an letzteren interessiert und benutzt sogenannte Decluster-Verfahren [Reasenberg 1985]. Anhand der synthetischen Daten können diese Verfahren auf ihre Effizienz und mögliche Artefakte überprüft werden.

Ein besonders interessanter Punkt ist die Überprüfung und Entwicklung von kombinierten Vorhersageschemata. Ein Vergleich vorhandener Methoden ist dabei ebenso wichtig wie die Optimierung der Vorhersagealgorithmen anhand der Modelldaten. Möglicherweise sind solche optimierten Verfahren auch für reale Erdbebendaten relevant.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Jürgen Kurths für die Aufnahme in der Arbeitsgruppe und die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit bedanken.

Die Arbeit hat in wesentlichen Zügen von der Zusammenarbeit mit Wissenschaftlern des GeoForschungsZentrums Potsdam profitiert. Hierbei bin ich besonders Prof. Jochen Zschau für das Gastrecht bei der SEISMOLAP-Arbeitsgruppe in den Jahren 1996 bis 1997 und für seine Hilfs- und Diskussionsbereitschaft dankbar.

Mein besonderer Dank gilt meinem Mitstreiter Gert Zöller für seine Hilfe und Beständigkeit und Ralf Engbert für die vielen Diskussionen und wissenschaftliche Anteilnahme. Meine wissenschaftliche Arbeit wurde auch durch die gute Atmosphäre in der „Baracke“ beflügelt. Dafür möchte ich mich bei den Verantwortlichen Ralf Engbert, André Flöter, Peter beim Graben, Giovanna Guasti, Christian Scheffczyk, Günter Troll und Gert Zöller ganz herzlich bedanken. In diesem Zusammenhang bedanke ich mich auch bei allen übrigen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Nichtlineare Dynamik.

Bei der Durchsicht meines Manuskripts haben mir Hinweise von Ralf Engbert, Anuschka Hainzl, Henning Voss und Gert Zöller viel geholfen. Für diese Hilfe bin ich ihnen dankbar.

Finanziert wurde diese Arbeit über die Universität Potsdam und den Sonderforschungsbereich 555 (Komplexe Nichtlineare Prozesse).

Literaturverzeichnis

- [Aceves & Park 1997] Aceves, R. L., & Park, S. K., Cannot earthquakes be predicted ?, *Science*, 278, 488, 1997.
- [Arefiev *et al.* 1991] Arefiev, S. S., *et al.*, Catalog of the December 7, 1988, Spitak earthquake aftershocks, *Iz. Akad. Nauk. SSSR, Physika Zemli*, 11, 60, 1991.
- [Armenienkatalog 1996] Erdbebenkatalog von Armenien, GeoForschungsZentrum Potsdam, 1996.
- [Bak 1996] Bak, P., *How nature works, the science of self-organized criticality*, Springer-Verlag New York, Inc., 1996.
- [Bak *et al.* 1987] Bak, P., Tang, C., & Wiesenfeld K., Self-organized criticality: An explanation of 1/f noise, *Phys. Rev. Lett.*, 59, 381, 1987.
- [Bak *et al.* 1988a] Bak, P., Tang, C., & Wiesenfeld K., Self-organized criticality, *Phys. Rev. A*, 38, 364, 1988.
- [Bak *et al.* 1988b] Bak, P., Tang, C., & Wiesenfeld K., Scale-invariant spatial and temporal fluctuations in complex systems, in *Random fluctuation and pattern growth*, eds. H. E. Stanley & N. Ostrowsky, Kluwer Acad., Norwell, Mass., 329, 1988.
- [Bak & Tang 1989] Bak, P., & Tang, C., Earthquakes as a self-organized critical phenomenon, *J. Geophys. Res.*, 94, 15635, 1989.
- [Balassanian *et al.* 1995] Balassanian, S. Y., *et al.*, Retrospective analysis of the Spitak earthquake, *Annali di Geofisika*, 38, 345, 1995.
- [Barriere & Turcotte 1994] Barriere, B. & Turcotte, D. L., Seismicity and self-organized criticality, *Phys. Rev. E*, 49, 1151, 1994.
- [Beeler *et al.* 1994] Beeler, N. M., Tullis, T. E., & Weeks, J. D., The roles of time and displacement in the evolution effect in rock friction, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1987, 1994.
- [Beeler *et al.* 1996] Beeler, N. M., Tullis, T. E., Blanpied, M. L., & Weeks, J. D., Frictional behavior of large displacement experimental faults, *J. Geophys. Res.*, 101, 8697, 1996.
- [Borcherdt *et al.* 1993] Borcherdt, R., *et al.*, Effects of the rupture characteristics and local geology on damage from the earthquake of December 7, 1988, near Spitak, Armenia, *International Conference Continental Collision Zone Earthquakes and Seismic Hazard Reduction, Armenia*, 129, 1993.
- [Brace 1972] Brace, W. F., Laboratory studies of stick-slip and their application to earthquakes, *Tectonophys.*, 14, 189, 1972.
- [Brace & Byerlee 1966] Brace, W. F., & Byerlee, J. D., Stick-slip as a mechanism for earthquakes, *Science*, 153, 990, 1966.
- [Brown *et al.* 1991] Brown, S. R., Scholz, C. H., & Rundle, J. B., A simplified spring-block model of earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 215, 1991.
- [Bruce & Wallace 1989] Bruce, A., & Wallace, D., Critical point phenomena: Universal physics at large length scales, in *The New Physics*, ed. P. Davies, Cambridge Univ. Press, New York, 236, 1989.
- [Bufe & Varnes 1993] Bufe, C. G., & Varnes, D. J., Predictive modeling of the seismic cycle of the greater San Francisco Bay region, *J. Geophys. Res.*, 98, 9871, 1993.
- [Burridge & Knopoff 1967] Burridge, R., & Knopoff, L., Model and theoretical seismicity, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 57, 341, 1967.
- [Carlson 1991] Carlson, J. M., Two-dimensional model of a fault, *Phys. Rev. A*, 44, 6226, 1991.
- [Carlson & Langer 1989a] Carlson, J. M., & Langer, J. S., Properties of earthquakes generated by fault dynamics, *Phys. Rev. Lett.*, 62, 2632, 1989.
- [Carlson & Langer 1989b] Carlson, J. M., & Langer, J. S., A mechanical model of an earthquake fault, *Phys. Rev. A*, 40, 6470, 1989.

- [Christensen & Olami 1992a] Christensen, K., & Olami, Z., Variation of the Gutenberg-Richter b-values and nontrivial temporal correlations in a spring-block model for earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *97*, 8729, 1992.
- [Christensen & Olami 1992b] Christensen, K., & Olami, Z., Scaling, phase transitions, and non-universality in a self-organized critical cellular-automaton model, *Phys. Rev. A*, *46*, 1829, 1992.
- [Christensen *et al.* 1992] Christensen, K., Olami, Z., & Bak, P., Deterministic 1/f noise in nonconservative models of self-organized criticality, *Phys. Rev. Lett.*, *68*, 2417, 1992.
- [Corral *et al.* 1997] Corral, A., Pérez, C. J., & Díaz-Guilera, A., Self-organized criticality induced by diversity, *Phys. Rev. Lett.*, *78*, 1492, 1997.
- [Cowie *et al.* 1993] Cowie, P. A., Vanneste, C., & Sornette, D., Statistical physics model for the spatiotemporal evolution of faults, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21809, 1993.
- [Cvitanović 1992] Cvitanović, P. (Hrsg.), *CHAOS*, *2*, (Theme issue: *Periodic Orbit Theory*), 1992.
- [Das & Scholz 1981] Das, S., & Scholz, C. H., Theory of time-dependent rupture in the earth, *J. Geophys. Res.*, *86*, 6039, 1981.
- [Davis & Frohlich 1991] Davis, S. D. & Frohlich, C., Single-link cluster analysis of earthquake aftershocks: decay laws and regional variations, *J. Geophys. Res.*, *96*, 6335, 1991.
- [Davison & Scholz 1985] Davison, F., Scholz, C. H., Frequency-moment distribution of earthquakes in the Aleutian Arc: A test of the characteristic earthquake model. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *75*, 1349, 1985.
- [de Sousa Vieira & Lichtenberg 1996] de Sousa Vieira, M., & Lichtenberg, A. J., Presence of chaos in a self-organized critical system, *Phys. Rev. E*, *53*, 1441, 1996.
- [DeMets 1997] DeMets, C., Afterslip no longer an afterthought, *Nature*, *386*, 549, 1997.
- [Dieterich 1972a] Dieterich, J. H., Time-dependent rock friction, *J. Geophys. Res.*, *77*, 3690, 1972.
- [Dieterich 1972b] Dieterich, J. H., Time-dependent friction as a possible mechanism for aftershocks, *J. Geophys. Res.*, *77*, 3771, 1972.
- [Dieterich 1992] Dieterich, J. H., Nucleation on faults with rate and state-dependent strength, *Tectonophysics*, *211*, 115, 1992.
- [Dieterich 1994] Dieterich, J. H., A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering, *J. Geophys. Res.*, *99*, 2601, 1994.
- [Ebeling & Feistel 1994] Ebeling, W., & Feistel, R., *Chaos und Kosmos - Prinzipien der Evolution*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg-Berlin-Oxford, 1994.
- [Ekstroem & Dziewonski 1988] Ekström, G. & Dziewonski, A. M., Evidence of bias in estimations of earthquake size, *Nature*, *332*, 319, 1988.
- [Feder & Feder 1991] Feder, H. J. S., & Feder, J., Self-organized criticality in a stick-slip process, *Phys. Rev. Lett.*, *66*, 2669, 1991.
- [Frette *et al.* 1995] Frette, V. *et al.*, Avalanche Dynamics in a Pile of Rice, *Nature*, *379*, 49, 1995.
- [Gabrielov *et al.* 1994] Gabrielov, A., Newman, W. I., & Knopoff, L., Lattice models of failure: Sensitivity to the local dynamics, *Phys. Rev. E*, *50*, 188, 1994.
- [Geller 1997] Geller, R. J., Earthquake prediction: a critical review, *J. Geophys. Int.*, *131*, 425, 1997.
- [Geller *et al.* 1997a] Geller, R. J., Jackson, D. D., Kagan, Y. Y., & Mulargia, F., Earthquakes cannot be predicted, *Science*, *275*, 1616, 1997.
- [Geller *et al.* 1997b] Geller, R. J., Jackson, D. D., Kagan, Y. Y., & Mulargia, F., Cannot earthquakes be predicted?, *Science*, *278*, 488, 1997.
- [Griggs 1939] Griggs, D. T., Creep of rocks, *J. Geol.*, *47*, 225, 1939.
- [Gross & Rundle 1998] Gross, S., & Rundle, J., A systematic test of the time-to-failure analysis, *Geophys. J. Int.*, *133*, 57, 1998.
- [Gutenberg & Richter 1956] Gutenberg, B. & Richter, C. F., Earthquake magnitude, intensity, energy and acceleration, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *46*, 105, 1956.
- [Habermann 1988] Habermann, R. E., Precursory seismic quiescence: past, present and future, *Pageoph*, *126*, 279, 1988.

- [Hainzl *et al.* 1998a] Hainzl, S., Zöller, G., & Kurths, J., Self-organized criticality model for earthquakes: quiescence, foreshocks and aftershocks, *Bif. Chaos*, in Druck, 1998.
- [Hainzl *et al.* 1998b] Hainzl, S., Zöller, G., & Kurths, J., Similar power-laws for fore- and aftershock sequences in a spring-block model for earthquakes, *J. Geophys. Res.*, in Druck, 1999.
- [Haken 1988] Haken, H., *Information and Selforganization*, Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1988.
- [Heaton 1990] Heaton, T. H., Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Earth Planet. Inter.*, *64*, 1, 1990.
- [Heimpel 1997] Heimpel, M., Critical behaviour and the evolution of fault strength during earthquake cycles, *Nature*, *388*, 865, 1997.
- [Heki *et al.* 1997] Heki, K., Miyazaki, S., & Tsuji, H., Silent fault slip following an interplate thrust earthquake at the Japan Trench, *Nature*, *386*, 595, 1997.
- [Henderson *et al.* 1994] Henderson, J., MacLean, C., Main, I., & Norman, M., A simple fracture-mechanical cellular automaton of seismicity, *Pageoph*, *142*, 545, 1994.
- [Huang & Turcotte 1990a] Huang J. & Turcotte, D. L., Are earthquakes an example of deterministic chaos?, *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 223, 1990.
- [Huang & Turcotte 1990b] Huang J. & Turcotte, D. L., Evidence for chaotic fault interactions in the seismicity of the San Andreas fault and Nankai trough, *Nature*, *348*, 34, 1990.
- [Huang & Turcotte 1992] Huang J. & Turcotte, D. L., Chaotic seismic faulting with a mass-spring model and velocity-weakening friction, *Pageoph*, *138*, 569, 1992.
- [Ito 1995] Ito, K., Punctuated-equilibrium model of biological evolution is also a self-organized-criticality model of earthquakes, *Phys. Rev. E*, *52*, 3232, 1995.
- [Ito & Matsuzaki 1990] Ito, K., & Matsuzaki, M., Earthquakes as a self-organized critical phenomena, *J. Geophys. Res.*, *95*, 6853, 1990.
- [Jones & Molnar 1979] Jones, L. M. & Molnar, P., Some characteristics of foreshocks and their possible relationship to earthquake prediction and premonitory slip on faults, *J. Geophys. Res.*, *84*, 3596, 1979.
- [Kadanoff *et al.* 1989] Kadanoff, L. P., Nagel, S. R., Wei, L., & Zhou, S., Scaling and universality in avalanches, *Phys. Rev. A*, *39*, 6524, 1989.
- [Kagan 1997] Kagan, Y. Y., Are earthquakes predictable?, *Geophys. J. Int.*, *131*, 505, 1997.
- [Kagan & Jackson 1991] Kagan, Y. Y. & Jackson, D. D., Long-term earthquake clustering, *Geophys. J. Int.*, *104*, 117, 1991.
- [Kagan & Knopoff 1978] Kagan, Y. Y. & Knopoff, L., Statistical study of the occurrence of shallow earthquakes, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *55*, 67, 1978.
- [Kanamori & Anderson 1975] Kanamori, H., & Anderson, D. L., Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seimol. Soc. Am.*, *65*, 1073, 1975.
- [Kaneko 1993] Kaneko, K., *Theory and applications of coupled map lattices*, Wiley, Chichester, 1993.
- [Kantz & Schreiber 1997] Kantz, H. & Schreiber, T., *Nonlinear Time Series Analysis*, Cambridge University Press, 1997.
- [King & Nabelek 1985] King, G. C. P., & Nabelek, J., Role of fault bends in the initiation and termination of earthquake rupture, *Science*, *228*, 984, 1985.
- [Leung *et al.* 1998] Leung, K., Anderson, J. V., & Sornette, D., Self-organized criticality in stick-slip models with periodic boundaries, *Phys. Rev. Lett.*, *80*, 1916, 1998.
- [Lomnitz 1956] Lomnitz, C., Creep measurements in igneous rocks, *J. Geol.*, *64*, 473, 1956.
- [Ma 1976] Ma, S. K., *Modern theory of critical phenomena*, Benjamin Cummings, Reading, Mass., 1976.
- [Main 1996] Main, I., Statistical physics, seismogenesis, and seismic hazard, *Rev. Geophys.*, *34*, 433, 1996.
- [Main 1997] Main, I., Long odds on prediction, *Nature*, *385*, 19, 1997.
- [Main *et al.* 1994] Main, I., Henderson, R., Meredith, P. G., & Sammonds, P. R., Self-organized criticality and fluid-rock interactions in the brittle field, *Pageoph*, *142*, 529, 1994.

- [Mandelbrot 1983] Mandelbrot, B. B., *The Fractal Geometry of Nature*, W. H. Freeman, New York, 1983.
- [Matsu'ura 1986] Matsu'ura, R. S., Precursory quiescence and recovery of aftershock activity before some large aftershocks, *Bull. Earthq. Res. Inst., Tokyo*, 61, 1, 1986.
- [Mendoza & Hartzell 1988] Mendoza, C., & Hartzell, S. H., Aftershock patterns and main shock faulting, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 78, 1438, 1988.
- [Mikumo & Miyatake 1979] Mikumo, T., & Miyatake, T., Earthquake sequences on a frictional fault model with non-uniform strengths and relaxation times, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 59, 497, 1979.
- [Mogi 1981] Mogi, K., Seismicity in western Japan and long-term earthquake forecasting, in *Earthquake Prediction, an International Review. M. Ewing Ser. 4*, eds. D. Simpson & P. Richards. Washington, D.C.: American Geophysical Union, 43, 1985.
- [Mogi 1985] Mogi, K., *Earthquake Prediction*, Tokyo: Academic Press, 1985.
- [Morein *et al.* 1997] Morein, G., Turcotte, D. L. & Gabrielov, A., On the statistical mechanics of distributed seismicity, *Geophys. J. Int.*, 131, 552, 1997.
- [Nakanishi 1990] Nakanishi, H., Cellular-automaton model of earthquakes with deterministic dynamics, *Phys. Rev. A*, 41, 7086, 1990.
- [Nakanishi 1991] Nakanishi, H., Statistical properties of the cellular automata model for earthquakes, *Phys. Rev. A*, 43, 6613, 1991.
- [Nakanishi 1992] Nakanishi, H., Earthquake dynamics driven by a viscous fluid, *Phys. Rev. A*, 46, 4689, 1992.
- [NCSN-Katalog 1998] NCSN-Katalog 1966-1998, Northern California Earthquake Data Center, 1998.
- [Newman & Sneppen 1996] Newman, M. E. J., & Sneppen, K., Avalanches, scaling, and coherent noise, *Phys. Rev. E*, 54, 6226, 1996.
- [Nicolis 1989] Nicolis, G., Physics of far-from-equilibrium systems and self-organisation, in *The New Physics*, ed. P. Davies, Cambridge Univ. Press, 316, 1989.
- [Nicolis & Prigogine 1989] Nicolis, G., & Prigogine, I., *Exploring Complexity*, W. H. Freeman, New York, 1989.
- [Nur 1972] Nur, A., Dilatancy, pore fluids, and premonitory variations in t_s/t_p travel times, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 62, 1217, 1972.
- [Nur 1974] Nur, A., Matsushiro, Japan earthquake swarm: Confirmation of the dilatancy-fluid diffusion model. *Geology*, 2, 217, 1974.
- [Nur & Booker 1972] Nur, A., & Booker, J. R., Aftershocks caused by pore fluid flow?, *Science*, 175, 885, 1972.
- [Ogata *et al.* 1995] Ogata, Y., Utsu, T. & Katsura, K., Statistical features of foreshocks in comparison with other earthquake clusters, *Geophys. J. Int.*, 121, 233, 1995.
- [Ogata *et al.* 1996] Ogata, Y., Utsu, T. & Katsura, K., Statistical discrimination of foreshocks from other earthquakes, *Geophys. J. Int.*, 127, 17, 1996.
- [Ohnaka *et al.* 1986] Ohnaka, M., Kuwahana, Y., Yamamoto, K. & Hirasawa, T., in *Earthquake Source Mechanisms*, eds. S. Das, J. Boatwright & C. Scholz, AGU Monogr. 37, AGU, Washington DC, 13, 1986.
- [Ohtake 1980] Ohtake, M., Earthquake prediction based on the seismic gap with special reference to the 1978 Oaxaca, Mexico earthquake, *Rev. Natl. Cent. Disaster Prev.*, 23, 65, 1980.
- [Olami *et al.* 1992] Olami, Z., Feder, H. S., & Christensen, K., Self-organized criticality in a continuous, nonconservative cellular automaton modeling earthquakes, *Phys. Rev. Lett.*, 68, 1244, 1992.
- [Omori 1894] Omori, F., On the aftershocks of earthquakes, *J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo*, 7, 111, 1894.
- [Osborne *et al.* 1986] Osborne, A. R., Kirwan, A. D., Provenzale, A., & Bergamasco, L., *Physica D*, 23, 75, 1986.

- [Otsuka 1972] Otsuka, M., A simulation of earthquake recurrence, *Earth Planet. Inter.*, *6*, 311, 1972.
- [Ott 1993] Ott, E., *Chaos in dynamical systems*, Cambridge University Press, 1993.
- [Pacheco *et al.* 1992] Pacheco, J. F., Scholz, C. H. & Sykes, L. R., Changes from frequency-size relationship from small to large earthquakes, *Nature*, *355*, 71, 1992.
- [Papazachos 1975] Papazachos, B. C., Foreshocks and earthquake prediction, *Tectonophys.*, *28*, 213, 1975.
- [Pei & Moss 1996a] Pei, X. & Moss, F., Characterization of low-dimensional dynamics in the crayfish caudal photoreceptor, *Nature*, *379*, 618, 1996.
- [Pei & Moss 1996b] Pei, X. & Moss, F., Detecting low dimensional dynamics in biological experiments, *Int. J. Neural Systems*, *7*, 429, 1996.
- [Pepke & Carlson 1994] Pepke, S. L., & Carlson, J. M., Predictability of self-organizing systems, *Phys. Rev. E*, *50*, 236, 1994.
- [Pepke *et al.* 1994] Pepke, S. L., Carlson, J. M., & Shaw, B. E., Prediction of large events on a dynamical model of a fault, *J. Geophys. Res.*, *99*, 6769, 1994.
- [Provenzale *et al.* 1992] Provenzale, A., Smith, L. A., Vio, R., & Murante, G., Distinguishing between low-dimensional dynamics and randomness in measured time series, *Physica D*, *58*, 31, 1992.
- [Provenzale *et al.* 1994a] Provenzale, A., Vio, R., & Cristiani, S., Luminosity variations of 3C 345: Is there any evidence of low-dimensional chaos? *Astrophys. J.*, *428*, 591, 1994.
- [Provenzale *et al.* 1994b] Provenzale, A., Guzzo, L., & Murante, G., Clustering properties from finite galaxy samples, *Mon. Not. Astron. Soc.*, *266*, 555, 1994.
- [Purcaru & Berckhemer 1978] A magnitude scale for very large earthquakes, *Tectonophys.*, *49*, 189, 1978.
- [Rand 1994] Rand, D. A., Measuring and characterizing spatial patterns, dynamics and chaos in spatially extended dynamical systems and ecologies, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, *348*, 497, 1994.
- [Rand & Wilson 1995] Rand, D. A. & Wilson, H. B., Using spatio-temporal chaos and intermediate-scale determinism to quantify spatially extended ecosystems, *Proc. R. Soc. Lond. B*, *259*, 111, 1995.
- [Reasenberg 1985] Reasenberg, P. A., Second-order moment of central california seismicity, *J. Geophys. Res.*, *90*, 5479, 1985.
- [Reasenberg & Matthews 1988] Reasenberg, P. A., & Matthews, M. V., Precursory seismic quiescence: a preliminary assessment of the hypothesis, *Pageoph*, *126*, 373, 1988.
- [Rogozin & Philip 1991] Rogozin, E. A. & H. Philip, Geological and tectonic study of the Spitak earthquake zone, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Physika Zemli*, *11*, 3, 1991.
- [Rudnicki 1988] Rudnicki, J. W., Physical models of earthquake instability and precursory processes, *Pageoph*, *126*, 531, 1988.
- [Rudzick *et al.* 1997] Rudzick, O., Pikovsky, A., Scheffczyk, C. & Kurths, J., Dynamics of chaos-order interface in coupled map lattices, *Physica D*, *103*, 330, 1997.
- [Rundle & Klein 1993] Rundle, J. B., & Klein, W., Scaling and critical phenomena in a cellular automaton slider-block model earthquakes, *J. Stat. Phys.*, *72*, 405, 1993.
- [Rundle & Klein 1995] Rundle, J. B., & Klein, W., Dynamical segmentation and rupture patterns in a "toy" slider-block model for earthquakes, *Nonlinear Proc. Geophys.*, *2*, 61, 1995.
- [Rundle *et al.* 1997] Rundle, J. B., Klein, W., Gross, S., & Ferguson, C. D., Traveling density wave models for earthquakes and driven threshold systems, *Phys. Rev. E*, *56*, 293, 1997.
- [Sammonds *et al.* 1992] Sammonds, P. R., Meredith, P. G., & Main, I. G., Role of pore fluids in the generation of seismic precursors to shear fracture, *Nature*, *359*, 228, 1992.
- [Sauer 1994] Sauer, T., Reconstruction of dynamical systems from interspike intervals, *Phys. Rev. Lett.*, *72*, 3811, 1994.
- [Sauer *et al.* 1991] Sauer, T., Yorke, J. A. & Casdagli, M., Embedology, *J. Stat. Phys.*, *65*, 579, 1991.

- [Savage 1993] Savage, J. C., The Parkfield prediction fallacy, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *83*, 1, 1993.
- [Schiff *et al.* 1994] Schiff, S. J., Jerger, K., Duong, D. H., Chang, T., Spano, M. L. & Ditto, W. L., Controlling chaos in the brain, *Nature*, *370*, 615, 1994.
- [Scholz 1968] Scholz, C. H., The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *58*, 399, 1968.
- [Scholz 1972] Scholz, C. H., Crustal movements in tectonic areas, *Tectonophysics*, *14*, 201, 1972.
- [Scholz 1991] Scholz, C. H., Earthquakes and faulting: Self-organized critical phenomena with a characteristic dimension, in *Spontaneous Formation of Space-Time Structures and Criticality*, eds. T. Riste & D. Sherrington, Kluwer Academic Publishers, Netherland, 41, 1991.
- [Scholz 1994] Scholz, C. H., *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge University Press, 1994.
- [Scholz 1997] Scholz, C. H., Size distribution for large and small earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *87*, 1074, 1997.
- [Scholz 1998] Scholz, C. H., Earthquakes and friction laws, *Nature*, *391*, 37, 1998.
- [Scholz *et al.* 1972] Scholz, C. H., Molnar, P., & Johnson, T., Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism, *J. Geophys. Res.*, *77*, 6392, 1972.
- [Schreiber & Schmitz 1997] Schreiber, T. & Schmitz, A., Improved surrogate data for nonlinearity tests. *Phys. Rev. Lett.*, *77*, 635, 1997.
- [Schwartz & Coppersmith 1984] Schwartz, D. & Coppersmith, K., Fault behavior and characteristic earthquakes: Examples from the Wasatch and San Andreas fault zones. *J. Geophys. Res.*, *89*, 5681, 1984.
- [Segall & Harris 1987] Segall, P., & Harris, R., Earthquake deformation cycle on the San Andreas fault near Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, *92*, 10511, 1987.
- [Shaw 1993] Shaw, B. E., Generalized Omori law for aftershocks and foreshocks from simple dynamics, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 907, 1993.
- [Sibson 1981] Sibson, R., Fluid flow accompanying faulting: field evidence and models, in *Earthquake Prediction, an International Review. M. Ewing Ser. 4*, eds. D. Simpson & P. Richards. Washington, D.C.: American Geophysical Union, 593, 1981.
- [So *et al.* 1996] So, P., Ott, E., Schiff, S. J., Kaplan, D. T., Sauer, T. & Grebogi, C., Detecting unstable periodic orbits in chaotic experimental data, *Phys. Rev. Lett.*, *76*, 4705, 1996.
- [So *et al.* 1998] So, P., Francis, J., Netoff, T. I., Gluckmann, B. J. & Schiff, S. J., Periodic Orbits, *Biophysical Journal*, *71*, 2776, 1998.
- [Socolar *et al.* 1993] Socolar, J. E. S., Grinstein, G., & Jayaprakash, C., On self-organized criticality in nonconserving systems, *Phys. Rev. E*, *47*, 2366, 1993.
- [Sornette & Sornette 1989] Sornette, A. & Sornette, D., Self-organized criticality and earthquakes, *Europhys. Lett.*, *9*, 197, 1989.
- [Sornette *et al.* 1990] Sornette, D., Davy, P., & Sornette, A., Structuration of the lithosphere in plate tectonics as a self-organized critical phenomenon, *J. Geophys. Res.*, *95*, 17353, 1990.
- [Suyehiro *et al.* 1964] Suyehiro, S., Asada, T. & Ohtake, M., Foreshocks and aftershocks accompanying a perceptible earthquake in central Japan - on a peculiar nature of foreshocks, *Papers Meteorol. Geophys.*, *15*, 71, 1964.
- [Sykes 1970] Sykes, L. R., Earthquake swarms and sea-floor spreading. *J. Geophys. Res.*, *75*, 6598, 1970.
- [Takens 1981] Takens, F., Detecting strange attractors in turbulence. *Springer Lecture Notes in Mathematics*, *898*, 366, 1981.
- [Theiler *et al.* 1992a] Theiler, J., Eubank, S., Longtin, A., Galdrikian, B. & Farmer, J. D., Testing for nonlinearity in time series: the method of surrogate data, *Physica D*, *58*, 77, 1992.
- [Theiler *et al.* 1992b] Theiler, J., Galdrikian, B., Longtin, A., Eubank, S. & Farmer, J. D., Using surrogate data to detect nonlinearity in time series, in: *Nonlinear Modeling and Forecasting, SFI Studies in the Sciences of Complexity, Proc. Vol. XII*, eds. M. Casdagli & S. Eubank, Addison-Wesley, Reading/MA, 163, 1992.

- [Turcotte 1994] Turcotte, D. L., Crustal deformation and fractals, a review, in: *Fractals and Dynamic Systems in Geoscience*, ed. J. Kruhl, Springer-Verlag, 7, 1994.
- [Turcotte 1997] Turcotte, D. L., *Fractals and Chaos in Geology and Geophysics*, Cambridge University Press, 1997.
- [Utsu 1971] Utsu, T., Aftershocks and earthquake statistics (III), *J. Fac. Science Hokkaido Univ. Ser. VII (Geophysics)*, 3, 379, 1971.
- [Utsu *et al.* 1995] Utsu, T., Ogata, Y. & Matsu'ura, R. S., The centenary of the Omori formula for a decay law of aftershock activity, *J. Phys. Earth*, 43, 1, 1995.
- [Varnes 1989] Varnes, D. J., Predicting earthquakes by analyzing accelerating precursory seismic activity, *Pageoph*, 130, 661, 1989.
- [Wuethrich 1993] Wuethrich, B., Waiting for Parkfield to quake, *Eos Trans. AGU*, 74, 553, 1993.
- [Wyss 1997] Wyss, M., Cannot earthquakes be predicted ?, *Science*, 278, 487, 1997.
- [Wyss & Dmowska 1997] Wyss, M., & Dmowska, R., *Earthquake prediction - state of the art*, Pageoph Topical Volumes, Birkhäuser, Basel, 1997.
- [Wyss & Habermann 1988] Wyss, M. & Habermann, R. E., Precursory seismic quiescence, *Pageoph*, 126, 319, 1988.
- [Wyss & Martirosian 1998] Wyss, M. & Martirosian, A. H., Seismic quiescence before the M7, 1988, Spitak Earthquake, Armenia, *Geophys. J. Int.*, 134, 329, 1998.
- [Zöller 1998] Zöller, G., Analyse raumzeitlicher Muster in Erdbebendaten, *Doktorarbeit, Universität Potsdam*, 1998.
- [Zöller *et al.* 1998a] Zöller, G., Engbert, R., Hainzl, S. & Kurths, J., Testing for unstable periodic orbits to characterize spatiotemporal dynamics, *Chaos, Solitons & Fractals*, 9, 1, 1998.
- [Zöller *et al.* 1998b] Zöller, G., Hainzl, S., Kurths, J. & Zschau, J., Using spatiotemporal surrogate data for a statistical assessment of precursory seismic quiescence in Armenia, *Journal of Seismology*, eingereicht, 1998.
- [Zschau 1996] Zschau, J., SEISMOLAP – Ein Schritt in Richtung Erdbebenvorhersage, *Geowissenschaften*, 14, 11, 1996.
- [Zschau *et al.* 1991] Zschau, J., W. Welle, A. Ates & H. Berkhemer, SEISMOLAP: A new approach to prediction, in *Proceedings of the International Conference on Earthquake prediction: state-of-the-art*, Council of Europe, Strasbourg, France, 444, 1991;