断層の非一様すべり破壊モデルから算定される短周期レベルと
半経験的波形合成法による強震動予測のための震源断層のモデル化SHORT-PERIOD SOURCE SPECTRA INFERRED FROM VARIABLE-SLIP RUPTURE MODELS
AND MODELING OF EARTHQUAKE FAULTS FOR STRONG MOTION PREDICTION
BY SEMI-EMPIRICAL METHOD壇 一男*, 渡辺基史**, 佐藤俊明***, 石井 透*
Kazuo DAN, Motofumi WATANABE, Toshiaki SATO
and Toru ISHII

The effective stresses on the asperities and backgrounds of the faults should be evaluated in the strong motion prediction for future earthquakes. First, short-period source spectra were inferred from variable-slip rupture models for 12 earthquakes of M_W 5.6 to 7.2 in lands and for 6 large earthquakes of M_W 7.2 to 8.1 in subduction zones. Then, the slip amounts and effective stresses on the asperities and backgrounds were evaluated based on the short-period source spectra inferred in this paper. Here, the statistics of the variable-slip rupture models were adopted that described the ratios of the areas, slip amounts, and effective stresses on the asperities to those on the entire fault. Finally, modeling of faults were presented for two types of destructive earthquakes of M_W 7.3 in lands and of M_W 8.3 in subduction zones with the effective stresses 126 bars and 83 bars, respectively, on the asperities.

Keywords : strong motion, source spectrum, variable-slip rupture model, asperity model, effective stress, semi-empirical method

強震動, 震源スペクトル, 非一様すべり破壊モデル, アスぺリティモデル, 実効応力, 半経験的波形合成法

1. はじめに

建造物の耐震設計や耐震診断、あるいは各種防災対策を考える上で、想定地震による強震動の予測結果は最も基礎的な資料である。壇・佐藤(1998)¹⁾は、1995年兵庫県南部地震(M_{JMA} 7.2)以来その重要性が強く認識されてきている断層破壊の複雑さを、有力な強震動予測手法のひとつである半経験的波形合成法に、直接的かつ定量的に組み込み、1923年関東地震(M_{JMA} 7.9)による強震動を再現した。その結果、強震動の予測のためには、長周期地震動のレベルを規定する地震モーメントのみならず、短周期地震動のレベル(短周期領域における加速度震源スペクトルのレベルで、以下、短周期レベルとよぶ)を規定する断層の大きさと実効応力をどう設定するかが重要であることを示した。

その後、強震動予測を目的として、断層の非一様すべり破壊モデルの統計的特質の抽出が、Somerville *et al.* (1999)²⁾ および石井・他(2000)³⁾により行われた。このうち、Somerville *et al.* (1999)²⁾は、統計的特質を、大地震の断層面上で相対的に最終すべり量が大きな領域、すなわちアスぺリティの面積とそこにおける最終すべり量で表す方法と、最終すべり量の波数スペクトルで表す方法とを用いているが、研究成果の具体的な強震動予測への適用は行っていない。そこで、入倉・釜江(1999)⁴⁾は、アスぺリティの

面積と最終すべり量で震源モデルを表す方法による結果を1948年福井地震(M_{JMA} 7.1)に適用して、理論的方法と半経験的方法を組み合わせたハイブリッド法により強震動を計算し、家屋の全壊率分布とよく対応する結果を得ている。強震動予測のためには、アスぺリティの面積と最終すべり量のみならず、実効応力が必要となるが、入倉・釜江(1999)⁴⁾は、各アスぺリティを周囲が拘束された円形クラックに置換し、アスぺリティの面積と最終すべり量から算定した応力降下量を実効応力としている。これは、応力負担が非常に小さい、もしくは応力負担が0の背景領域を有する通常のアスぺリティモデル(Das and Kostrov, 1986⁵⁾; Boatwright, 1988⁶⁾など)とは異なる力学条件を設定していることになる。

一方、石井・他(2000)³⁾は、統計的特質を、大地震の断層面上で相対的に地震モーメントの解放量が大きな領域、すなわち主破壊領域の面積とそこにおける地震モーメントで表した。その後、石井・佐藤(2000a)⁷⁾は、この結果を1985年メキシコ Michoacan 地震(M_s 8.1)に適用して、半経験的波形合成法により強震動を計算し、強震記録とよく対応する計算結果を得ている。この場合も、入倉・釜江(1999)⁴⁾による福井地震の強震動予測と同じく、各主破壊領域の実効応力が必要となるが、石井・佐藤(2000a)⁷⁾は、背景領域を有するアスぺリティモデルを念頭に、円形クラックの式

* 清水建設㈱和泉研究室 博士(工学)

** 清水建設㈱和泉研究室 工修

*** 清水建設㈱和泉研究室 工博

Izumi Research Institute, Shimizu Corporation, Dr. Eng.

Izumi Research Institute, Shimizu Corporation, M. Eng.

Izumi Research Institute, Shimizu Corporation, Dr. Eng.

で算定した応力降下量を経験的に補正し、その値を実効応力として用いている。

以上、述べたように、断層の非一様すべり破壊モデルの統計的特質の抽出結果に基づいて強震動予測を行うには、各アスペリティもしくは各主破壊領域の実効応力の算定が不可欠であり、その妥当性については、個々の地震の強震動シミュレーションを積み重ねて検証するという方法をとっているのが現状である。

このように、強震動予測で不可欠な各アスペリティもしくは各主破壊領域の実効応力の妥当性が事前に検証できないのは、Somerville *et al.* (1999)²⁾ や石井・他 (2000)³⁾ により抽出された断層の非一様すべり破壊モデルの統計的特質がどのような力学モデルに対応するものが明らかにされていないこと、および各地震の短周期レベルが断層の非一様すべり破壊モデルの統計的特質として抽出されていないためである。

このうち、抽出された統計的特質と力学モデルとの対応について、最近、入倉 (2000)⁸⁾ は、アスペリティの面積と最終すべり量からアスペリティにおける地震モーメントを計算し、各アスペリティの実効応力が一定となるように、アスペリティの最終すべり量を再配分することを提案している。入倉 (2000)⁸⁾ は、この場合にも、周囲が拘束された円形クラックの式で算定される応力降下量をアスペリティにおける実効応力としているが、その値は、断層面上のすべり分布から動学的に直接推定された静的応力降下量とよく対応していると述べている。

一方、震源の力学モデルと短周期レベルとの関係に関する研究としては、Papageorgiou (1988)⁹⁾ による同形の複数の円形クラックから構成されるスペシフィックバリアモデル (Papageorgiou and Aki, 1983)¹⁰⁾ の震源スペクトルの定式化、Gusev (1989)¹¹⁾ による複数のアスペリティから構成されるアスペリティモデルの短周期レベルの定式化などがある。このうち、スペシフィックバリアモデルでは円形クラック以外の領域におけるすべり量は 0 として、アスペリティモデルではアスペリティ以外の領域 (背景領域) における応力負担は 0 として、震源スペクトルもしくは短周期レベルが定式化されている。しかしながら、実際の地震の震源同定によって得られた非一様すべり破壊モデルでは、統計処理により背景領域とされた部分における最終すべり量や最大すべり速度は 0 ではなく、上述したスペシフィックバリアモデルやアスペリティモデルとは異なる力学的な状態にあると考えられる。

強震動予測に際しては、このような震源における複雑な力学状態を把握し、断層面において適切な実効応力を設定する必要があるが、現時点では、想定地震のみならず、過去に起こった地震についてさえも、その力学状態は完全には解明されていない。そこで、本論文では、半経験的波形合成法による強震動予測で必要となる実効応力を算定することを目的に、上述した Somerville *et al.* (1999)²⁾ や石井・他 (2000)³⁾ と同様に、震源をアスペリティと背景領域とから構成される簡便なモデルで表現し、そのモデルに与えるべき最終すべり量と実効応力を断層全体の地震モーメントと短周期レベルで規定することを考えた。

そのために、2 章では、これまでに同定されている 12 の内陸地震および 6 つの海溝付近の地震の非一様すべり破壊モデルから短周期レベルを算定し、その統計的特質を調べた。ついで、3 章では、Somerville *et al.* (1999)²⁾ や石井・他 (2000)³⁾ により抽出された震源断層の統計的特質を有し、かつ非一様すべり破壊モデルから

算定した短周期レベルを有する震源モデルを考え、各アスペリティもしくは各主破壊領域における実効応力の算定式を示した。また、4 章では、地震モーメントと短周期レベルで規定される本論文での震源モデルと、Papageorgiou (1988)⁹⁾ や Gusev (1989)¹¹⁾ などによる既往の震源モデルとの関係について調べた。最後に、5 章では、この算定式に基づいて、わが国に甚大な被害をもたらしてきた内陸の大地震および海溝付近の巨大地震の震源のモデル化の例を示し、考察を行った。

なお、以下では、Somerville *et al.* (1999)²⁾ が定義したアスペリティおよび石井・他 (2000)³⁾ が定義した主破壊領域とも、アスペリティとよぶこととする。

2. 非一様すべり破壊モデルから算定される短周期レベル

2.1 短周期レベルの算定式

断層の非一様すべり破壊モデルから短周期レベルを算定するにあたっては、壇・佐藤 (1998)¹⁾ が導いた下式を用いた。

$$A = 4\pi [\sum_{pq} (\lambda_{pq} \sigma_{pq} \beta_{pq}^2)^2]^{1/2} \quad (1)$$

$$\sigma_{pq} = \rho_{pq} \beta_{pq} V_{pq} / 2 \quad (2)$$

ここに、 pq は (p, q) 番目の要素断層に関する量であることを示す添え字、 $\sum_{pq}$ は p と q に関する総和、 λ は要素断層を面積が等しい円形断層に置換したときの半径、 σ は実効応力、 β は媒質の S 波速度、 ρ は媒質の密度、 V は震源同定により得られた最大すべり速度である。ただし、本論文で用いる各地震の非一様すべり破壊モデルのすべり速度時間関数は、壇・佐藤 (1998)¹⁾ が用いた 1923 年関東地震のすべり速度時間関数とは異なって、各タイムウィンドウが重なることなく一定の時間間隔ですべり速度が 0 となるものもあり、この場合、最大すべり速度は過大評価されていると考えられる。そこで、ここでは、この問題を回避するために、石井・他 (2000)³⁾ および石井・佐藤 (2000a)⁷⁾ にしたがって、すべり時間関数が最終すべり量の 10~70 % となる時間の平均速度を V として用いた。なお、(2) 式で示されるように、本論文での実効応力 σ は、上述した最大すべり速度 V に比例する量である。

(1) 式および (2) 式で算定される短周期レベルの妥当性は、半経験的波形合成法に基づく、Dan and Sato (1998)¹²⁾ による 1979 年米国 Imperial Valley 地震 (M_L 6.6) の断層近傍の加速度記録の再現、Dan and Sato (1999)¹³⁾ による 1985 年 Michoacan 地震 (M_S 8.1) の震央域内の加速度記録の再現、壇・佐藤 (1999)¹⁴⁾ による 1993 年北海道南西沖地震 (M_J 7.8) の JMA 札幌および JMA 秋田における加速度記録の再現を通じて、間接的に示されていると考えられる。そこで、本論文では、半経験的波形合成法による強震動予測で必要となる実効応力を算定することを目的としていることから、(1) 式および (2) 式で算定される短周期レベルは妥当であるとして、以下の議論を進めることとした。

ただし、(1) 式は、各要素断層の震源スペクトルが ω^{-2} モデル (Aki, 1967¹⁵⁾; Brune, 1970¹⁶⁾ など) で表されると仮定した算定式であり、この仮定に立脚して、長周期の地震記録を用いて同定されたすべり速度時間関数から各要素断層の短周期レベルを推定したものである。また、実際の短周期地震動の励起には、最大すべり速度だけではなく、破壊伝播速度の変化やメカニズムの変化も関与している。したがって、(1) 式および (2) 式で算定される短周期レベルとそれぞれの地震の加速度記録から求められる短周期レベルとを直接比較するなどの検証が別途必要である。

さらに、(1) 式では、各要素断層から放出される短周期の地震波は互いにランダムに重なり合うとして、断層全体の短周期レベルを各要素断層の短周期レベルの自乗和平方根で表している。したがって、(1) 式における短周期とは、震源において無相関な地震動の周期、具体的には、アスペリティサイズに対応する時間幅を有するパルス波 (例えば宮武, 1998)¹⁷⁾ の卓越周期よりも短い周期ということになる。一方、加速度記録のフーリエスペクトルには、5~20 Hz より高い振動数領域で減少する特性、すなわち震源スペクトルとしては ω^{-2} からさらに急峻に減少する特性が一般的に見られ、そのような特性が現れる限界振動数は f_{max} (例えば Hanks, 1982)¹⁸⁾ と呼ばれている。以上の 2 点から、(1) 式における短周期とは、アスペリティサイズに対応する時間幅を有するパルス波の卓越周期よりも短く、 f_{max} に対応する周期よりも長い周期ということになる。なお、 f_{max} と断層破壊メカニズムとの関係については現在も研究中であることから、本論文では、 f_{max} は震源断層のモデル化に際して考慮しないこととした。

2.2 短周期レベルの算定結果

前節で示した (1) 式および (2) 式を用いて算定した短周期レベルを、内陸地震と海溝付近の地震に分けて、モーメントマグニチュード M_w および地震モーメント M_0 とともに表 1 に示す。表中、1923 年関東地震の非一様すべり破壊モデルの出典は Wald and Somerville (1995)¹⁹⁾ の結果であり、それ以外の地震については石井・他 (2000)³⁾ に記載されているものと同じである。なお、1993 年北海道南西沖地震は、海溝付近の地震に分類し、南北 2 つの断層をそれぞれ別々に計算した結果と、合わせて計算した結果を示している。

図 1 (a) には、横軸に地震モーメントをとって、内陸地震の短周期レベルを○で、海溝付近の大地震および巨大地震の短周期レベルを●で示す。

Frankel (1995)²⁰⁾ の研究によると、内陸地震である 1989 年米国 Loma Prieta 地震の本震と複数の余震の加速度フーリエスペクトルの短周期帯域の値は、地震モーメントの立方根 $M_0^{1/3}$ でスケールリングできることがわかっている。これは、 ω^{-2} の震源スペクトル (Aki, 1967¹⁵⁾; Brune, 1970¹⁶⁾ など) で、臨界円振動数 ω_c が $M_0^{-1/3}$ に比例するとした場合に対応し、これまでに行われたマグニチュード 4~7 クラスの地震の記録の解析結果 (釜江・他, 1990²¹⁾; 佐藤・他, 1994²²⁾; 加藤・他, 1998²³⁾ など) とも整合している。そこで、ここでは、図 1 (a) に○で示した内陸地震の短周期レベルを $M_0^{1/3}$ でスケールリングすることし、最小自乗法で定数を決めた。その結果、下のような関係式が得られた。

$$A[\text{dyne-cm/s}^2] = 2.46 \times 10^{17} \times M_0^{1/3} \quad (3)$$

ここに、 M_0 の単位は dyne-cm である。図 1 (a) の太線は、上式によるもので、回帰に用いた $3.5 \times 10^{24} \leq M_0 [\text{dyne-cm}] \leq 7.5 \times 10^{26}$ の範囲は実線で、その外側は破線で示した。一方、海溝付近の地震については、上式で算定される短周期レベルより若干小さくなっているようである。そこで、参考のために、図 1 (a) には、細線で、上式による短周期レベルを 0.5 倍および 2 倍したものも示している。

以下、他の地震についても既往の研究で用いられている震源モデルから短周期レベルを算定した。

表 1 断層の非一様すべり破壊モデルから算定した短周期レベル

	M_w	M_0	A
		dyne-cm	dyne-cm/s ²
内陸地震			
1992 Landers, California	7.18	7.50E+26	1.15E+26
1978 Tabas, Iran	7.11	5.80E+26	1.45E+26
1989 Loma Prieta, California	6.92	3.00E+26	1.70E+26
1995 Hyogo-Ken Nambu, Japan	6.85	2.40E+26	6.20E+25
1983 Borah Peak, Idaho	6.84	2.30E+26	2.81E+26
1985 Nahanni, Dec 23, Canada	6.72	1.50E+26	1.81E+26
1994 Northridge, California	6.63	1.10E+26	1.80E+26
1985 Nahanni, Oct. 5, Canada	6.60	1.00E+26	2.81E+26
1979 Imperial Valley, California	6.40	5.00E+25	3.77E+25
1986 North Palm Springs, California	6.10	1.80E+25	7.40E+25
1987 Whittier Narrows, California	5.93	1.00E+25	9.88E+25
1979 Coyote Lake, California	5.63	3.50E+24	2.84E+25
海溝付近の地震			
1985 Michoacan, Mexico	8.05	1.50E+28	4.16E+26
1923 Kanto, Japan	7.86	7.80E+27	2.38E+26
1993 Hokkaido Nansei-Oki, Japan	7.62	3.40E+27	2.14E+26
Hokkaido Nansei-Oki (North)	7.47	2.04E+27	1.56E+26
Hokkaido Nansei-Oki (South)	7.36	1.36E+27	1.46E+26
1979 Petatlan, Mexico	7.38	1.50E+27	8.14E+25
1985 Zihuatanejo, Mexico	7.35	1.35E+27	3.96E+26
1981 Playa Azul, Mexico	7.17	7.14E+26	5.19E+26

まず、マグニチュード 6 前後のカリフォルニアの地震に対しては、Papageorgiou (1988)⁹⁾ が、同形の円形クラックの集合体で震源を表したスペシフィックバリアモデル (Papageorgiou and Aki, 1983)¹⁰⁾ のパラメータを同定しており、その短周期レベルは下式で算定できる。

$$A = 4\pi^2 [\Sigma_n (f_{cn}^2 M_{0n})^2]^{1/2} \quad (4)$$

ここに、 n は n 番目の円形クラックに関する量であることを示す添え字、 f_c は臨界振動数、 Σ_n は n に関する総和である。

また、1946 年南海地震、1995 年兵庫県南部地震、1948 年福井地震の 3 つの地震については、それぞれ釜江 (1996)²⁴⁾、釜江・入倉 (1997)²⁵⁾、入倉・釜江 (1999)⁴⁾ が強震動シミュレーションに用いた震源モデルがあり、各地震の短周期レベルは (1) 式で算定できる。

図 1 (a) には、これらの結果も、それぞれ、☆、■、□、◇で示している。図より、既往の研究で用いられている震源モデルの短周期レベルは (3) 式による値とほぼ対応していることがわかる。

以上、述べた短周期レベルは、震源モデルから算定したものであるが、強震記録から短周期レベルを直接評価した研究も多く行われている。このうち、釜江・他 (1990)²¹⁾ は主に和歌山県の地震の記録を、佐藤・他 (1994)²²⁾ は主に福島県沖の地震の記録を、加藤・他 (1998)²³⁾ は福島県沖のプレート境界地震と関東直下のやや深発地震および南関東の浅い地震の記録を用いて、各地震の短周期レベルを評価している。

図 1 (a) には、釜江・他 (1990)²¹⁾ により評価された主に和歌山県の地震の短周期レベルを▽で、加藤・他 (1998)²³⁾ により評価された南関東の浅い地震の短周期レベルを△で示す。図より、これらの地震の短周期レベルは、モーメントマグニチュードが 4~7

図1 短周期レベルと地震モーメントとの関係

の広い範囲で(3)式による値とはほぼ対応していることがわかる。

一方、図1(b)には、佐藤・他(1994)²²⁾や加藤・他(1998)²³⁾により評価された福島県沖の地震の短周期レベルおよび加藤・他(1998)²³⁾により評価された関東直下のやや深発地震の短周期レベルを、それぞれ、○、△、□で示す。図より、これらの地震の短周期レベルは、(3)式による値の1~4倍になっていることがわかる。

以上より、(3)式で示される地震モーメントと短周期レベルとの関係は、内陸の浅い地震や海溝付近の大地震および巨大地震に対しては、妥当な関係式であるといえようが、加藤・他(1998)²³⁾も指摘しているように、この関係にはかなり地域差があるため、実際の強震動予測に際しては、この震源域の特性を十分に考慮する必要がある。

3. 断層面におけるすべり量と実効応力の算定式

本章では、はじめに、Somerville *et al.* (1999)²⁾ および石井・他(2000)³⁾ によって抽出された断層の非一様すべり破壊モデルの統計的特質について述べたのち、アスペリティおよび背景領域のすべり量と実効応力の算定式を示した。ついで、アスペリティが複数存在する場合の各アスペリティのすべり量と実効応力の算定式を示した。

Somerville *et al.* (1999)²⁾ は、将来起こるであろう内陸地震による強震動を予測するための基礎資料を得ることを目的に、主にカリフォルニアで起こった15の内陸地震($M_w=5.6\sim7.2$)の断層面におけるすべり分布を統計処理し、アスペリティの総面積は断層全体の面積の22%を占めること、アスペリティの平均すべり量は断層全体の平均すべり量の約2倍であることを示した。また、断層全体の面積が断層全体の地震モーメントの2/3乗に比例するばかりではなく、アスペリティの面積もアスペリティの地震モーメントの2/3乗に比例すること、すなわち、自己相似則が成り立っていることを示した。ここに、Somerville *et al.* (1999)²⁾ が定義したアスペリティは、断層全体の平均すべり量の1.5倍以上のすべり量を有する要素断層をもとに、一定の手順に従って抽出された矩形の領域である。

同様に、石井・他(2000)³⁾ は、15の内陸地震($M_w=5.6\sim7.2$)と

6つの海溝付近の地震($M_w=7.2\sim8.1$)の断層面における地震モーメント分布を統計処理し、アスペリティの総面積は断層全体の面積の35%を占めること、アスペリティの平均すべり量は断層全体の平均すべり量の2倍であること、アスペリティにおける単位面積当たりの短周期レベルは断層全体における単位面積当たりの短周期レベルの2倍であることを示した。また、これらの統計的特質は、内陸地震と海溝付近の地震で独立に検討されたが、両者の間には有為な差はないと述べている。ここに、石井・他(2000)³⁾ が定義したアスペリティ(原著では主破壊領域)は、各要素断層の地震モーメントを大きさ順に並べたとき、その累加値が断層全体の地震モーメントの70%となる要素断層群である。その後、石井・佐藤(2000b)²⁶⁾ は、アスペリティとして抽出された要素断層群を、互いに隣接する塊に分け、各アスペリティの統計的特質を調べた。その結果、第一アスペリティと第二アスペリティの面積比および第二アスペリティと第三アスペリティの面積比は、ともに、平均的に2:1であること、断層全体の面積が断層全体の地震モーメントの2/3乗に比例するばかりではなく、各アスペリティの面積も各アスペリティの地震モーメントの2/3乗に比例すること、すなわち、自己相似則が成り立っていることを示した。

Somerville *et al.* (1999)²⁾ および石井・他(2000)³⁾ による上記の結果のうち、断層全体の諸量とアスペリティの諸量との関係は、一般的に、以下のように書ける。ただし、実効応力に関する(7)式の γ_o は、Somerville *et al.* (1999)²⁾ の論文では求められていない。

$$S_{asp} = \gamma_S S \quad (5)$$

$$D_{asp} = \gamma_D D \quad (6)$$

$$\sigma_{asp} = \gamma_o \sigma \quad (7)$$

ここに、 S は断層全体の面積、 S_{asp} はアスペリティの総面積、 D は断層全体における平均すべり量、 D_{asp} はアスペリティにおける平均すべり量、 σ は断層全体における平均実効応力、 σ_{asp} はアスペリティにおける平均実効応力である。なお、単位面積当たりの短周期レベルは、(1)式で示したように、 $\sigma_{pq} \beta_{pq}^2$ に比例するが、ここでは、簡単のために震源における β_{pq} は要素断層によらず一定と仮定した。

いま、断層全体をアスペリティと背景領域に分け、それぞれの領域に対応する量に *asp* および *back* の添字をつけると、以下の9つの関係式が成り立つ。

$$M_0 = \mu S D \quad (8)$$

$$M_0 = M_{0asp} + M_{0back} \quad (9)$$

$$M_{0asp} = \mu S_{asp} D_{asp} \quad (10)$$

$$M_{0back} = \mu S_{back} D_{back} \quad (11)$$

$$S = S_{asp} + S_{back} \quad (12)$$

$$\sigma = (\sigma_{asp} S_{asp} + \sigma_{back} S_{back}) / S \quad (13)$$

$$A = [A_{asp}^2 + A_{back}^2]^{1/2} \quad (14)$$

$$A_{asp} = 4\pi (S_{asp}/\pi)^{1/2} \sigma_{asp} \beta^2 \quad (15)$$

$$A_{back} = 4\pi (S_{back}/\pi)^{1/2} \sigma_{back} \beta^2 \quad (16)$$

ここに、 μ は媒質の剪断剛性率である。上式は、媒質に関する量である μ と β を別にすれば、15個の変数を含んでいる。したがって、上の9つの式と(5)式～(7)式の3つの式を組み合わせれば、 M_0 、 S 、 A の3つの量を既知として、残りの12個の変数を決定することができる。このうち、アスペリティおよび背景領域の地震モーメント、面積、平均すべり量は、

$$M_{0asp} = \gamma_S \gamma_D M_0, \quad M_{0back} = (1 - \gamma_S \gamma_D) M_0 \quad (17)$$

$$S_{asp} = \gamma_S S, \quad S_{back} = (1 - \gamma_S) S \quad (18)$$

$$D_{asp} = \gamma_D D, \quad D_{back} = [(1 - \gamma_S \gamma_D) / (1 - \gamma_S)] D \quad (19)$$

と表され、実効応力は、

$$\sigma_{asp} = [(1 - \gamma_S) \gamma_\sigma / (1 - \gamma_S \gamma_\sigma)] \sigma_{back} \quad (20)$$

$$\sigma_{back} = A [\gamma_S \{(1 - \gamma_S) \gamma_\sigma / (1 - \gamma_S \gamma_\sigma)\}^2 + 1 - \gamma_S]^{-1/2} / [4 (\pi S)^{1/2} \beta^2] \quad (21)$$

と表される。

つぎに、アスペリティの数を N とし、 n 番目のアスペリティに関する量に n の添字をつけると、以下の関係式が成り立つ。

$$M_{0asp} = \sum_n M_{0n}, \quad M_{0n} = \mu S_n D_n \quad (22)$$

$$S_{asp} = \sum_n S_n \quad (23)$$

$$A_{asp} = [\sum_n A_n^2]^{1/2}, \quad A_n = 4\pi (S_n/\pi)^{1/2} \sigma_n \beta^2 \quad (24)$$

上式中、既知量は、 M_{0asp} 、 S_{asp} 、 A_{asp} であるが、各アスペリティの面積比はあらかじめ設定できるとすると、 S_n も(23)式の条件のもとに、すべて決定できる。したがって、未知量は、 M_{0n} 、 D_n 、 A_n 、 σ_n の $4n$ 個である。上の(22)式と(24)式は、 $2n+2$ 個の式となっているので、すべての未知量を確定するには、 $2n-2$ 個の条件が必要である。そこで、ここでは、以下に述べる2つの仮定を採用した。

壇・佐藤(1998)¹⁾が示した1923年関東地震の各要素断層の最終すべり量 D_{pq} と実効応力 σ_{pq} との関係および Dan and Sato (1999)¹³⁾ が示した1985年 Michoacan 地震の各要素断層の最終すべり量 D_{pq} と実効応力 σ_{pq} との関係では、最終すべり量と実効応力とはほぼ比例関係があるものの、最終すべり量が大きいところ、すなわちアスペリティでは、実効応力はさほど大きくはなっていない。したがって、アスペリティにおける実効応力は、アスペリティの平均すべり量もしくは大きさによらず一定、すなわち、

$$\sigma_n = \sigma_{asp}^* \quad (25)$$

と仮定した。

一方、周囲固定の円形クラックの場合、応力降下量 $\Delta\sigma_{cr}$ 、平均すべり量 D_{cr} 、断層面積 S_{cr} との関係式 (Eshelby, 1957)²⁷⁾ は、

$$\Delta\sigma_{cr} = (7\pi/16) \mu D_{cr} / (S_{cr}/\pi)^{1/2} = 1.37 \mu D_{cr} / (S_{cr}/\pi)^{1/2} \quad (26)$$

であり、背景領域の応力負担が0のアスペリティモデルの場合、アスペリティにおける応力降下量 $\Delta\sigma_{asp}$ 、平均すべり量 D_{asp} 、面積 S_{asp} との平均的な関係式 (付録を参照) は、

$$\Delta\sigma_{asp} = (16/7\pi) \mu D_{asp} / (S_{asp}/\pi)^{1/2} = 0.728 \mu D_{asp} / (S_{asp}/\pi)^{1/2} \quad (27)$$

と表される。そこで、ここでは、これらの関係式からの類推で、各アスペリティの実効応力 σ_n 、平均すべり量 D_n 、断層面積 S_n との間に、以下の関係を仮定した。

$$\sigma_n = C \times \mu D_n / (S_n/\pi)^{1/2} \quad (28)$$

ここに、 C は未定常数である。

以上、2つの仮定は、 $D_n \propto S_n^{1/2}$ 、すなわち $S_n \propto M_{0n}^{2/3}$ となる自己相似則を仮定していることと同じであり、このようなアスペリティの特性は、Mendoza (1993)²⁸⁾、Somerville *et al.* (1999)²⁾ および石井・佐藤 (2000b)²⁶⁾ などによっても支持されている。

上の(25)式と(28)式および(22)式～(24)式、さらに、(15)式の関係を用いると、

$$C = (\sigma_{asp} \sum_n S_n^{1.5}) / (\pi^{1/2} M_{0asp}) \quad (29)$$

$$\sigma_{asp}^* = \sigma_{asp} \quad (30)$$

を得る。このとき、各アスペリティの平均すべり量 D_n と実効応力 σ_n は、下のように表される。

$$D_n = \sigma_{asp} (S_n/\pi)^{1/2} / \mu C \quad (31)$$

$$\sigma_n = \sigma_{asp} \quad (32)$$

以上より、地震モーメント、断層面積、短周期レベル、および各アスペリティの面積が設定できれば、各アスペリティおよび背景領域の平均すべり量と実効応力が算定できることがわかった。

本章における式展開では、 σ_{asp} をアスペリティにおける平均実効応力としているが、石井・他 (2000)³⁾ による(7)式や(13)式では、

$$\sigma_{asp} = (\sum_n S_n \sigma_n) / (\sum_n S_n) \quad (33)$$

と定義されているのに対し、本論文では、(15)式、(23)式、(24)式を組み合わせると、

$$\sigma_{asp} = (\sum_n S_n \sigma_n^2)^{1/2} / (\sum_n S_n)^{1/2} \quad (34)$$

で定義しており、平均化操作が異なっている。両者の相違をなくすには、(7)式や(13)式の σ_{asp} を(34)式で定義し、再度 σ_{asp} と σ の関係を調べればよいが、各アスペリティに対して自己相似則が成り立っていれば、両者の相違はなくなる。

4. 既往の震源モデルとの関係

前章における震源断層のモデル化では、地震モーメント、断層面積、短周期レベル、および各アスペリティの面積を与条件としており、これらのパラメータ間の物理的関係は考慮していない。一方、既往の震源モデルでは、Papageorgiou (1988)⁹⁾ や Gusev (1989)¹¹⁾ の研究で示されているように、短周期レベルが、地震モーメント、断層面積、および各円形クラックもしくは各アスペリティの面積により規定されている。この違いは、クラックやアスペリティにおける応力降下量が平均すべり量と面積で一意に決まるのに対して、本論文では、短周期レベルを規定することにより、アスペリティにおける実効応力と平均すべり量および面積をつなぐ常数 C を未定常数として逆算していることによる。

そこで、本章では、各アスペリティ間の相互作用の有無を考慮しながら、短周期レベルから逆算される常数 C がどのような性質を有しているかを考察し、本論文の震源モデルと既往の震源モデルとの関係を調べた。

具体的には、図2の(a)に示したように、アスペリティが1個の単アスペリティモデルと、(b)に示したように、面積が等しい N 個の小アスペリティから構成される複アスペリティモデルを考えた。ここに、複アスペリティモデルのアスペリティの総面積は(a)のアスペリティの面積と同じとし、すべての小アスペリティが独立でその間に相互作用がない場合と、すべての小アスペリティが従属でその間に強い相互作用がある場合を考えた。また、小アスペリティ間に強い相互作用がある場合には、小アスペリティが方形に2方向に並んでいるとした。さらに、複合モデルとして、 N 個の小アスペリティが N^2 個ずつ集まって、 $N^{1/2}$ 個の群を形成し、各々の群の中では小アスペリティ間の相互作用が強く、群と群の間では相互作用がない状態を考えた。ここに、各群の中では、小アスペリティが2方向に並んでいるときを考えた。以下、上述した4つのモデルを、単アスペリティモデル、複アスペリティ独立モデル、従属2方向配列モデル、従属2方向配列複合モデルとよび、それぞれのモデルに関する量に、 $[1]$ 、 $[N]$ 、 $[N^+]$ 、 $[N^{++}]$ をつけることとした。

(1) 単アスペリティモデル

アスペリティが負担する力を $F_{asp}[1]$ とおくと、アスペリティの実効応力は $\sigma_{asp}[1]$ 、それが作用する面積は $S_{asp}[1]$ であるので、

$$F_{asp}[1] = S_{asp}[1] \sigma_{asp}[1] \quad (35)$$

と表される。一方、アスペリティが外部から受ける力も $F_{asp}[1]$ であるが、周囲の状態からそれを求めるのは、媒質や背景領域の状態によって変わるため、容易ではない。そこで、ここでは、ガウスの定理とフックの法則を念頭に、アスペリティと外部との力の授受は、アスペリティの外周を構成する線分の長さに比例して行われると仮定した。いま、アスペリティと外部との力の授受に関する比例常数、すなわち、外部接続線分の単位長さ当たりの単位すべり量に対するバネ常数を K とおくと、単アスペリティモデルでは、外部接続線分の長さは $4(S_{asp}[1])^{1/2}$ 、平均すべり量は $D_{asp}[1]$ であるから、

$$F_{asp}[1] = 4K(S_{asp}[1])^{1/2} D_{asp}[1] \quad (36)$$

と表される。アスペリティにおける平均すべり量と実効応力との関係は、前節の(28)式から、単アスペリティモデルの場合、

$$\sigma_{asp}[1] = C[1] \times \mu D_{asp}[1] / (S_{asp}[1] / \pi)^{1/2} \quad (37)$$

と書ける。以上の3つの式から、

$$C[1] = 4K / (\mu \pi^{1/2}) \quad (38)$$

の関係を得る。

(2) 複アスペリティ独立モデル

単アスペリティモデルと同様に、アスペリティが全体で負担する力を $F_{asp}[N]$ とおくと、 N 個の小アスペリティの外部接続線分の長さは $4N(S_{asp}[1]/N)^{1/2}$ 、平均すべり量は $D_{asp}[N]$ であるから、

$$F_{asp}[N] = S_{asp}[1] \sigma_{asp}[N] \quad (39)$$

$$F_{asp}[N] = 4KN(S_{asp}[1]/N)^{1/2} D_{asp}[N] \quad (40)$$

(a) 単アスペリティモデル (b) 複アスペリティモデル

図2 相互作用の検討のためのアスペリティモデル

である。各小アスペリティにおける平均すべり量と実効応力との関係は、

$$\sigma_{asp}[N] = C[N] \times \mu D_{asp}[N] / (S_{asp}[1] / N \pi)^{1/2} \quad (41)$$

であるから、

$$C[N] = 4K / (\mu \pi^{1/2}) = C[1] \quad (42)$$

の関係を得る。ここで、複アスペリティモデルにおける小アスペリティの平均すべり量が、単アスペリティモデルにおけるアスペリティの平均すべり量に等しいときを考えると、

$$\sigma_{asp}[N] = N^{1/2} \times \sigma_{asp}[1] \quad (43)$$

$$A_{asp}[N] = N^{1/2} \times A_{asp}[1] \quad (44)$$

を得る。したがって、実効応力と短周期レベルは $N^{1/2}$ に比例することとなり、Papageorgiou (1988)⁹⁾ や Gusev (1989)¹¹⁾ などの既往の震源モデルに関する研究で示されている性質と全く同じ性質を示す。

(3) 従属2方向配列モデル

このモデルは、 N 個の小アスペリティが2方向に並び、すべての小アスペリティが従属でその間に強い相互作用があるモデルであるから、外部接続線分の長さは $4N^{1/2}(S_{asp}[1]/N)^{1/2}$ である。この値を用いると、

$$C[N^+] = N^{-1/2} \times C[1] \quad (45)$$

$$\sigma_{asp}[N^+] = \sigma_{asp}[1] \quad (46)$$

$$A_{asp}[N^+] = A_{asp}[1] \quad (47)$$

の関係を得る。したがって、実効応力と短周期レベルは、小アスペリティの個数によらず一定となり、一見、Papageorgiou (1988)⁹⁾ や Gusev (1989)¹¹⁾ などの既往の震源モデルに関する研究で示されている性質と全く異なる性質を示す。これは、ある小アスペリティの平均すべり量がその小アスペリティの実効応力だけではなく、前後左右の小アスペリティの実効応力の影響を大きく受けているため、すなわち小アスペリティ間の相互作用が断層全体にわたって非常に強いためである。

このような震源モデルは、Boatwright (1988)⁶⁾ が考察した4つの震源モデルのうち、多数の小アスペリティが一体となって1個のクラックを形成しているモデルに対応しており、従属2方向配列モデルは、 N 個の小アスペリティが一体となって1個の大きなアスペリティを形成しているモデルといえることができる。

(4) 従属2方向配列複合モデル

相互作用の強い N^2 個の小アスペリティが2方向に並んだ1つのアスペリティ群の外部接続線分の長さは $4N^{1/2}(S_{asp}[1]/N)^{1/2}$ であ

り、このような群が $N^{1-\gamma}$ 個あるから、全体の外部接続線分の長さは $4N^{1-\gamma/2}(S_{asp}[1]/N)^{1/2}$ となる。この値を用いて、従属 2 方向配列モデルと同様の計算を行うと、

$$C[N^{\#+}] = N^{-\gamma/2} \times C[1] \quad (48)$$

$$\sigma_{asp}[N^{\#+}] = N^{(1-\gamma)/2} \times \sigma_{asp}[1] \quad (49)$$

$$A_{asp}[N^{\#+}] = N^{(1-\gamma)/2} \times A_{asp}[1] \quad (50)$$

の関係を導く。

相互作用の強い小アスぺリティと小アスぺリティに挟まれた背景領域では、実効応力が小さくても、すべり量は小アスぺリティのすべり量と同じく大きくなっていると考えられる。このような相互作用の強い 1 つのアスぺリティ群は、断層面におけるすべり量の分布だけからは、1 つの大きな独立したアスぺリティと認識され、Somerville *et al.* (1999)²⁾ や石井・他 (2000)³⁾ により抽出されたアスぺリティは、このような独立したアスぺリティであると推察される。したがって、本章で設定している小アスぺリティは、厳密には、すべり量の大きな部分というより、実効応力の大きな部分をさしていることになる。

(5) 既往の震源モデルへの置換

常数 C の値は、上で見てきたように、小アスぺリティ間の相互作用の強弱に依存している。そこで、前章で扱った震源モデルにおける各アスぺリティ間の相互作用を集約して、非常に強い相互作用でつながっている N^γ 個ずつのアスぺリティ群を 1 つの独立した大アスぺリティに置換することを考えた。この場合の γ は、

$$C = N^{-\gamma/2} \times C[1] \quad (51)$$

を逆算して求められる。上式で逆算される γ の値が小さいほどアスぺリティ間の相互作用が小さく、 γ の値が大きいほどアスぺリティ間の相互作用が大きいことを示している。また、互いに独立な大アスぺリティに置換したとき、その個数は $N^{1-\gamma}$ 個となる。

$C[1]$ として、(26) 式における円形クラックの値 ($7\pi/16$) を用いれば、互いに独立な大クラックの集合体に置換したときの個数が求められ、複数の円形クラックから構成される Papageorgiou and Aki (1983)¹⁰⁾ によるスペシフィックバリアモデルや円形クラックの式で算定される応力降下量をアスぺリティにおける実効応力としている入倉 (2000)⁸⁾ による震源モデルと直接の比較ができる。また、 $C[1]$ として、(27) 式における背景領域の応力負担が 0 のアスぺリティモデルの値 ($16/7\pi$) を用いれば、互いに独立な大アスぺリティの集合体に置換したときの個数が求められ、複数の独立したアスぺリティから構成される Gusev (1989)¹¹⁾ による複アスぺリティモデルと直接の比較ができる。

次章で示す震源断層のモデルでは、(51) 式を用いて、互いに独立な大クラックもしくは大アスぺリティの集合体に置換したときの個数も示した。

以上、本章での計算においては、ガウスの定理とフックの法則を念頭に、小アスぺリティと外部との力の授受は、小アスぺリティの外周を構成する線分の長さに比例して行われ、強い相互作用が存在する 2 つの小アスぺリティ間の向い合った線分の長さは外部との力の授受に全く寄与しないと仮定した。また、小アスぺリティと背景領域との間の相互作用の強弱については考慮しなかった。これらの仮定の妥当性は理論的には検証されておらず、今後、震源における複雑な力学状態の解明に関する研究が進展す

れば、このような相互作用のメカニズムが明らかになると期待される。

また、本論文では、これまで、実効応力と応力降下量の違いを明確に述べずに議論を展開してきたが、元来、実効応力とは、地震の前後で断層面における応力が、初期応力→静止摩擦応力→動摩擦応力→最終応力と変化していく段階における静止摩擦応力と動摩擦応力の差のことであり、応力降下量とは初期応力と最終応力の差のことである。本論文では、実効応力は最大すべり速度に関連し、応力降下量は最終すべり量に関連する量として考えているため、用語を区別して使っている。しかしながら、一般的には、両者は常に区別して使われているとは限らず、例えば、半経験的波形合成法で経験的グリーン関数として用いる要素地震の断層パラメータ (地震モーメント、断層面積、平均すべり量、応力降下量もしくは実効応力など) を、Brune (1970)¹⁶⁾ の ω^{-2} モデルに基づいて、強震記録のフーリエスペクトルの長周期側の振幅値と臨界周期の値から推定するときなどは、初期応力と静止摩擦応力を同じ、動摩擦応力と最終応力を同じとの前提で、実効応力と応力降下量は等しいと仮定し、円形クラックの (26) 式を適用する場合がほとんどである。そこで、本論文で対象としている量が実効応力かそれとも応力降下量かという観点から整理すると、第一に、当然ながら、本論文で規定しようとしている量は、最大すべり速度に対応する実効応力であって、最終すべり量と関連づけられる応力降下量ではない、第二に、本章で述べたとおり、円形クラックもしくはアスぺリティモデルの応力降下量の式に基づく既往の震源モデルに置換した場合には、本論文の実効応力は応力降下量と等しくなる、という 2 つの点が結論としていえる。

5. 強震動予測のための震源断層のモデル化

5.1 震源断層のモデル化の概要

3 章では、地震モーメント M_0 、断層面積 S 、短周期レベル A 、および各アスぺリティの面積 S_n が設定できれば、Somerville *et al.* (1999)²⁾ や石井・他 (2000)³⁾ により抽出された震源断層の統計的特質に基づいて、各アスぺリティの平均すべり量 D_n と実効応力 σ_n および背景領域の平均すべり量 D_{back} と実効応力 σ_{back} が算定できることを示した。実際の強震動の予測問題に際しては、地震モーメント、断層面積、短周期レベル、各アスぺリティの面積は、詳しい調査結果や研究成果を総合的に判断して、設定されるので、ここでは、一般論として、これらの量の間の平均的な関係を用いて、以下のように設定することを考えた。

上記の 4 つのパラメータのうち断層面積については、内陸で発生する大地震では活断層調査の結果や地震発生層の情報などから、海溝付近で発生する巨大地震ではプレートのブロック構造に基づくプレート境界面の広がりや固着域の情報などから、ある程度の予測が可能である。また、予測した断層面積をもとに、これまでに提案されている断層面積と地震モーメントとの関係 (佐藤, 1989²⁹⁾; 金森, 1991³⁰⁾; 武村, 1998³¹⁾; Somerville *et al.* 1999²⁾ など) から、その断層の平均的な地震モーメントが推定できる。さらに、この地震モーメントをもとに、本論文の (3) 式を用いて、もしくは、短周期レベルと地震モーメントとの関係を示した図 1 から、直接的に短周期レベルを設定することができる。

内陸の大地震や海溝付近の巨大地震は、その破壊領域が 1 つのセグメントもしくはブロックにとどまらずに、2 つ以上にわたっ

ている場合がある。このような場合、断層全体の地震モーメントと短周期レベルの各セグメントもしくは各ブロックへの配分は、ひとつひとつの想定地震について、詳しい調査結果や研究成果を総合的に判断して、行われると思われるので、ここでは、自己相似則を仮定して、地震モーメントは断層面積の 1.5 乗に比例するように、短周期レベルはその自乗が断層面積に比例するように、したがって各セグメントもしくは各ブロックの平均的な実効応力は一定となるように設定することを考えた。

一方、各セグメントもしくは各ブロックにおける各アスペリティの面積については、(15) 式に示したように、その総和を $\gamma_S S$ で設定することができる。ただし、 S は、セグメントもしくはブロックが 2 つ以上にわたっているときには、各セグメントもしくは各ブロックの面積と読み替える必要がある。石井・佐藤 (2000b)²⁶⁾ の結果によると、第一アスペリティと第二アスペリティの面積比および第二アスペリティと第三アスペリティの面積比は、ともに、平均的に 2:1 である。そこで、入倉・釜江 (1999)⁴⁾ が 1948 年福井地震の震源のモデル化で行ったのと同じように、2 個のアスペリティを考えるのであれば、 $\gamma_S S$ を第一アスペリティと第二アスペリティに 2:1 で配分し、3 個のアスペリティを考えるのであれば、 $\gamma_S S$ を第一アスペリティから第三アスペリティに 4:2:1 で配分すれば、各セグメントもしくは各ブロックにおける各アスペリティの面積を設定することができる。

5.2 内陸で発生する大地震の震源モデルの例

本節では、わが国に甚大な被害をもたらしてきた内陸の大地震の震源のモデル化の例として、4 つのセグメントから構成される総延長 110 km の横ずれ断層を考えてみた。ここに、各セグメントの長さは、25 km、35 km、15 km、35 km とし、震源における媒質の剪断剛性率 μ は 3×10^{11} dyne/cm²、 S 波速度 β は 3.3 km/s とした。渡辺・他 (1998)³²⁾ が、阿部 (1990)³³⁾ および Wells and Coppersmith (1994)³⁴⁾ によるデータを整理した結果によると、横ずれ断層による内陸地震の場合、断層長さが約 30 km までの地震では、断層幅は断層長さとともに増大するが、断層長さが 30 km を超えるような大地震では、地震発生層の厚さにより、幅は 15 km 程度で一定値をとる。そこで、ここでも、断層幅を 15 km とした。したがって、断層面積は 1,650 km² となる。

つぎに、この断層面積から、地震モーメントを設定するのであるが、ここでは、これまでに起こった横ずれ断層による内陸地震の断層面積と地震モーメントとの関係から設定してみる。図 3 には、阿部 (1990)³³⁾ による横ずれ断層による内陸大地震の断層面積と地震モーメントとの関係を□で、Wells and Coppersmith (1994)³⁴⁾ に記載されている地震のうち横ずれ断層による内陸地震の断層面積と地震モーメントとの関係を○で示す。この図から、断層面積 1,650 km² のとき、平均的な地震モーメントは 1×10^{27} dyne-cm 前後、モーメントマグニチュードで約 7.3 と推定できる。Somerville *et al.* (1999)²⁾ が、主にカリフォルニアで起こった 15 の内陸地震 ($M_w = 5.6 \sim 7.2$) の断層面積と地震モーメントのデータから定めた回帰式によれば、断層面積が 1,650 km² のとき、地震モーメントは 0.65×10^{27} dyne-cm、モーメントマグニチュードで約 7.1 となる。上述した推定値は、この値よりやや大きい、Somerville *et al.* (1999)²⁾ が回帰式の作成に用いたデータの範囲に含まれている。そこで、ここでは、地震モーメントとして、 1×10^{27} dyne-cm

図3 断層面積と地震モーメントとの関係

を採用することにした。この地震モーメントの値を (3) 式に代入すると、平均的な短周期レベルは 2.46×10^{26} dyne-cm/s² と算定できる。

断層全体の地震モーメントと短周期レベルが設定できたので、前節で述べたように、自己相似則を仮定して、地震モーメントと短周期レベルを各セグメントに配分した。結果を表 2 に示す。

ここで、石井・他 (2000)³⁾ により抽出された震源断層の統計的特質に基づいて、

$$\gamma_S = 0.35, \gamma_D = 2, \gamma_\sigma = 2 \quad (52)$$

を採用すると、各セグメントにおけるアスペリティと背景領域の地震モーメント、面積、平均すべり量、実効応力、短周期レベルが算定できる。

一方、各アスペリティの面積については、各セグメントで 2 つのアスペリティを考え、第一アスペリティと第二アスペリティの面積比を 2:1 とした。各セグメントにおいて、アスペリティの地震モーメント M_{0asp} と実効応力 σ_{asp} および各アスペリティの面積 S_n が設定できたので、これらの値を用いて、(29) 式で常数 C を求めると、各セグメントに共通な値として、 $C=0.540$ が得られた。この値を (51) 式に代入すると、 $C[1]$ として円形クラックの値を用いた場合、 $\gamma=0.899$ となり、いまの震源モデルの例は、 $N^{\frac{1}{1-\gamma}}=1.2$ 、すなわち 1 個の円形クラックに置換でき、 $C[1]$ としてアスペリティモデルの値を用いた場合、 $\gamma=0.287$ となり、 $N^{\frac{1}{1-\gamma}}=4.4$ 、すなわち 4 個の独立なアスペリティから構成されるアスペリティモデルに置換できることがわかる。

3 章で示した算定式を用いて、各アスペリティの地震モーメント、平均すべり量、短周期レベルを求めた。以上の結果をまとめて表 2 に、すべてのアスペリティを正方形としたうえで、地中の断層変位が地表まで達するように、地震発生層の浅部にアスペリティを配置した例を図 4 に示す。

平均すべり量は、断層全体で 202 cm、最も面積の大きなアスペリティ (asp3 および asp7) で 488 cm となっている。断層全体の平均すべり量を、阿部 (1990)³³⁾ が整理した横ずれ断層による内陸大地震の断層全体の平均すべり量と比較すると、1891 年濃尾地震の 420 cm や 1990 年フィリピン Digdig 地震の 500 cm より小さく、1976 年グアテマラ Motagua 地震の 200 cm や 1976 年中国

図4 内陸で発生する大地震の震源モデルの例

断層面内の数字はすべり量 (cm) である。また、実効応力は、アスぺリティ (asp1~asp8) で 126 bar、背景領域で 29 bar である。

Tangshan 地震の 270 cm とほぼ対応している。ここに、各地震の断層長さは、濃尾地震が 80 km、Digdig 地震が 120 km、Motagua 地震が 250 km、Tangshan 地震が 140 km である。断層全体の平均すべり量やアスぺリティにおける平均すべり量は、断層面積から地震モーメントをどのように設定するかによって決まるのであるが、地震モーメントの設定値は長周期地震動の振幅のみならず、本論文で採用している (3) 式では地震モーメントの立方根と短周期レベルが比例関係にあるため、短周期地震動の振幅にも影響を与える。したがって、ここでは、一般論として、図3に示した平均的な関係を用いて地震モーメントを設定したが、実際の強震動の予測問題に際しては、想定する地震の地域性やトレンチ調査の結果など十分に考慮する必要がある。

一方、各アスぺリティの面積は生成される強震動パルスの卓越周期と関係するが、これを、松島・川瀬 (2000)³⁵⁾ が 1995 年兵庫県南部地震の強震動パルスのシミュレーションに際して同定した 4 個のアスぺリティの大きさ、すなわち大きい 2 つのアスぺリティの面積 80 km² および小さい 2 つのアスぺリティの面積 22.5 km² と比べると、両者はほぼ対応した大きさとなっていることがわかる。

また、各アスぺリティにより生成される強震動パルスの幅は、

表2 内陸で発生する大地震の震源パラメータの設定例

	M_0	S	D	σ	A
	dyne-cm	km ²	cm	bar	dyne-cm/s ²
断層全体	1.00×10^{27}	1650	202	63	2.46×10^{26}
セグメント 1 (全体)	2.09×10^{26}	375	186	63	1.17×10^{26}
(asp1)	1.08×10^{26}	88	412	126	0.91×10^{26}
(asp2)	0.38×10^{26}	44	292	126	0.65×10^{26}
(背景)	0.63×10^{26}	244	86	29	0.35×10^{26}
セグメント 2 (全体)	3.47×10^{26}	525	220	63	1.39×10^{26}
(asp3)	1.79×10^{26}	123	488	126	1.08×10^{26}
(asp4)	0.63×10^{26}	61	345	126	0.76×10^{26}
(背景)	1.04×10^{26}	341	102	29	0.42×10^{26}
セグメント 3 (全体)	0.97×10^{26}	225	144	63	0.91×10^{26}
(asp5)	0.50×10^{26}	53	319	126	0.71×10^{26}
(asp6)	0.18×10^{26}	26	226	126	0.50×10^{26}
(背景)	0.29×10^{26}	146	67	29	0.27×10^{26}
セグメント 4 (全体)	3.47×10^{26}	525	220	63	1.39×10^{26}
(asp7)	1.79×10^{26}	123	488	126	1.08×10^{26}
(asp8)	0.63×10^{26}	61	345	126	0.76×10^{26}
(背景)	1.04×10^{26}	341	102	29	0.42×10^{26}

宮武 (1998)¹⁷⁾ によれば、断層面上で破壊開始点と観測点を結んだ線分の長さを l 、破壊伝播速度を v 、 S 波速度を β とおくと、

$$l(1/v - 1/\beta) \quad (53)$$

と表される。強震動パルスの幅は、破壊開始点と観測点の位置関係で大きく変動するが、ここでは、各アスぺリティの下端から破壊が開始し、上端付近に観測点が位置している場合、すなわち $l = S_n^{0.5}$ の場合を考えてみる。破壊伝播速度として、Geller (1976)³⁶⁾ による経験式、すなわち $v = 0.72\beta$ を採用すると、 S 波速度 β は 3.3 km/s であるから、最も大きなアスぺリティ (asp3 および asp7) から生成される強震動パルスの幅は 1.3 秒となり、最も小さなアスぺリティ (asp6) から生成される強震動パルスの幅は 0.6 秒となる。1994 年米国 Northridge 地震や 1995 年兵庫県南部地震の強震動パルスの幅は約 0.5 秒であるので、図4に示したセグメント3の近傍では、これらの地震と同様の強震動パルスの襲来を受けると推測される。なお、宮武 (1998)¹⁷⁾ により計算された強震動パルスは片振幅であるため、その卓越周期はパルス幅の約 2 倍 (例えば日野, 1977)³⁷⁾ となる。したがって、いまの例の場合、最も大きなアスぺリティから生成される強震動パルスの卓越周期は約 2.6 秒、最も小さなアスぺリティから生成される強震動パルスの卓越周期は約 1.2 秒となる。

各アスぺリティの実効応力は、すでに述べたように短周期レベルをどのように設定するかによって 0.5~2 倍程度変わるが、地震モーメントを基準に平均的な短周期レベルを設定すると、126 bar となる。釜江・入倉 (1997)²⁵⁾ は、1995 年兵庫県南部地震の強震動シミュレーションに際して、3 個のアスぺリティを設定し、最大アスぺリティの実効応力を 86 bar、残りの 2 つのアスぺリティの実効応力を 163 bar と 86 bar と見積もっており、表2に示した実効応力の値は、これらの値とほぼ対応している。また、入倉・釜江 (1999)⁴⁾ は、1948 年福井地震の強震動シミュレーションに際して、2 個のアスぺリティを設定し、最大アスぺリティの実効応力を 113 bar、もうひとつのアスぺリティの実効応力を 186 bar と設定しており、これらの値も表2に示した実効応力の値とおおむね対応している。これは、短周期レベルと地震モーメントとの平均的な関係を示す (3) 式が、図1(a)に示したように、釜江・入倉 (1997)²⁵⁾ の 1995 年兵庫県南部地震の震源モデルから算定した短周期レベルと地震モーメントとの関係および入倉・釜江 (1999)⁴⁾ の 1948 年福井地震の震源モデルから算定した短周期レベルと地震モーメントとの関係をほぼ完全に満たしているからと考えられる。なお、最近、入倉 (2000)⁸⁾ は、Somerville et al. (1999)²⁾ により

図5 海溝付近で発生する巨大地震の震源モデルの例

抽出された断層の非一様すべり破壊モデルの統計的特質に基づき、アスペリティの面積と最終すべり量からアスペリティにおける地震モーメントの総和を計算し、各アスペリティの実効応力が一定となるように、最終すべり量を各アスペリティに再配分しているが、この場合、セグメントが1つで、そこにアスペリティを2個おくとときは、その実効応力は126 bar、セグメントが2つ以上で、各セグメントにアスペリティを1個ずつおくとときは、その実効応力は96 barとしており、これらの値も、表2に示した実効応力の値と対応している。

5.3 海溝付近で発生する巨大地震の震源モデルの例

つぎに、わが国に甚大な被害をもたらしてきたもう一つのタイプの地震、すなわち海溝付近の巨大地震の震源のモデル化の例として、プレート境界の2つのブロックにわたる低角逆断層を考えてみた。ここに、破壊領域の大きさは、第一ブロックが160 km×80 km、第二ブロックが100 km×80 kmとした。したがって、断層面積は20,800 km²である。また、震源における媒質の剪断剛性率 μ は 5×10^{11} dyne/cm²、S波速度 β は4.0 km/sとした。

図3には、金森(1991)³⁰⁾による海溝付近の大地震および巨大地震の断層面積と地震モーメントとの関係を●で示す。この図から、断層面積が20,800 km²のとき、平均的な地震モーメントは 4×10^{28} dyne-cm前後、モーメントマグニチュードで約8.3と推定できる。金森(1991)³⁰⁾は、図3に●で示したデータを含む海溝付近の地震の断層面積と地震モーメントのデータから、応力降下量を30 barとして、両者の関係式を定めているが、この式によれば、

断層面積が20,800 km²のとき、地震モーメントは 3.69×10^{28} dyne-cm、モーメントマグニチュードは約8.3となる。したがって、ここでは、地震モーメントとして、 4×10^{28} dyne-cmを採用することにした。この地震モーメントの値を(3)式に代入すると、平均的な短周期レベルは 8.41×10^{26} dyne-cm/s²と算定できる。

断層全体の地震モーメントと短周期レベルが設定できたので、自己相似則を仮定して、地震モーメントと短周期レベルを各ブロックに配分した。結果を表3に示す。

ここで、石井・他(2000)³⁾により抽出された震源断層の統計的特質に基づいて、前出の(52)式を採用すると、各ブロックごとのアスペリティと背景領域の地震モーメント、面積、平均すべり量、実効応力、短周期レベルが算定できる。

一方、各アスペリティの面積については、各ブロックで2つのアスペリティを考え、第一アスペリティと第二アスペリティの面積比を2:1とした。各ブロックにおいて、アスペリティの地震モーメント M_{0asp} と実効応力 σ_{asp} および各アスペリティの面積 S_n が設定できたので、これらの値を用いて、(29)式で常数 C を求めると、各ブロックに共通な値として、 $C=0.552$ が得られた。この値を(51)式に代入すると、 $C[1]$ として円形クラックの値を用いた場合、 $\gamma=1.32$ となり、いまの震源モデルの例は、 $N^1-\gamma=0.64$ 、すなわち0.6個分の円形クラックによる短周期レベルしか有していないことがわかる。また、 $C[1]$ としてアスペリティモデルの値を用いた場合、 $\gamma=0.400$ となり、 $N^1-\gamma=2.3$ 、すなわち2個の独立なアスペリティから構成されるアスペリティモデルに置換できることがわかる。

3章で示した算定式を用いて、各アスペリティの地震モーメント、平均すべり量、短周期レベルを求めた。結果をまとめて表3に、各アスペリティを正方形として断層面に配置した例を図5に示す。

各アスペリティにより生成されるパルス幅を、宮武(1998)¹⁷⁾による(53)式で計算すると、最も大きなアスペリティ(asp1)から生成される強震動パルスの幅は5.3秒となり、最も小さなアスペリティ(asp4)から生成される強震動パルスの幅は3.0秒となる。ここに、前節で述べた内陸で発生する大地震の例と同じく、破壊は各アスペリティの下端から開始し、上端付近に観測点が位置している場合を考え、破壊伝播速度として、Geller(1976)³⁶⁾による経験式を採用した。強震動パルスの卓越周期はパルス幅の約2倍で

表3 海溝付近で発生する巨大地震の震源パラメータの設定例

	M_0	S	D	σ	A
	dyne-cm	km ²	cm	bar	dyne-cm/s ²
断層全体	4.00×10^{28}	20800	385	41	8.41×10^{26}
ブロック1 (全体)	2.68×10^{28}	12800	418	41	6.60×10^{26}
(asp1)	1.38×10^{28}	2987	927	83	5.14×10^{26}
(asp2)	0.49×10^{28}	1493	656	83	3.63×10^{26}
(背景)	0.80×10^{28}	8320	193	19	1.98×10^{26}
ブロック2 (全体)	1.32×10^{28}	8000	331	41	5.22×10^{26}
(asp3)	0.68×10^{28}	1867	733	83	4.06×10^{26}
(asp4)	0.24×10^{28}	933	518	83	2.87×10^{26}
(背景)	0.40×10^{28}	5200	153	19	1.57×10^{26}

あるから、いまの例の場合、最も大きなアスペリティ (asp1) から生成される強震動パルスの卓越周期は約 10 秒、最も小さなアスペリティ (asp4) から生成される強震動パルスの卓越周期は約 6 秒となる。Wald and Somerville (1995)¹⁹⁾ により同定された 1923 年関東地震の非一様すべり破壊モデルを用いて、Sato *et al.* (1999)³⁸⁾ が計算した震源域における強震動パルスの卓越周期は約 10 秒であるので、図 5 に示したブロック 1 の近傍では、関東地震と同様の長周期の強震動パルスの襲来を受けると推測される。

各アスペリティの実効応力は、すでに述べたように短周期レベルをどのように設定するかによって 0.5~2 倍程度変わるが、地震モーメントを基準に平均的な短周期レベルを設定すると、表 3 に示したように、83 bar となる。この値は、表 2 に示した内陸で発生する大地震のアスペリティにおける実効応力 126 bar の 1/1.52 となっているが、これは、(20) 式と (21) 式からわかるように、両者において用いた S 波速度 β の差 (実際には β^2 の比で 1/1.47) に主に起因するものである。

6. まとめ

本論文では、将来の地震による強震動の予測を、Somerville *et al.* (1999)²⁾ や石井・他 (2000)³⁾ により抽出された震源断層の統計的特質に基づいて行うときに必要となる、各アスペリティの実効応力を算定した。本論文で行った内容および結論をまとめると以下ようになる。

- 1) はじめに、これまでに同定されている 12 の内陸地震および 6 つの海溝付近の地震の非一様すべり破壊モデルから短周期レベルを算定した。その結果、短周期レベルは、地震モーメントの立方根 $M_0^{1/3}$ でスケールリングできること、また、その平均的な値は、既往の研究による他の地震の震源モデルから算定した短周期レベルおよび既往の研究で強震記録から直接評価された短周期レベルと調和的であることがわかった。ただし、加藤・他 (1998)²³⁾ が指摘しているように、地震モーメントと短周期レベルとの関係にはかなり地域差があるため、実際の強震動予測に際しては、この震源域の特性を十分に考慮する必要がある。
- 2) つぎに、Somerville *et al.* (1999)²⁾ や石井・他 (2000)³⁾ により抽出された震源断層の統計的特質を有し、かつ非一様すべり破壊モデルから算定した短周期レベルを有する震源モデルを考え、各アスペリティおよび背景領域における平均すべり量と実効応力の算定式を求めた。このときの与条件は、断層全体の地震モーメント、断層面積、短周期レベル、および各アスペリティの面積である。
- 3) 地震モーメントと短周期レベルで規定される本論文での震源モデルと、Papageorgiou (1988)⁹⁾ や Gusev (1989)¹¹⁾ などによる既往の震源モデルとの関係を調べるために、各アスペリティ間の相互作用の有無を考慮しながら、アスペリティの個数を変えた場合の検討を行った。その結果、本論文での震源モデルは既往の震源モデルに置換できることがわかった。
- 4) 最後に、わが国に甚大な被害をもたらしてきた内陸の大地震 (M_w 7.3) および海溝付近の巨大地震 (M_w 8.3) の震源のモデル化の例を示した。例示した内陸の大地震の震源モデルでは、アスペリティの個数は 8 個で、各アスペリティにおける実効応力

は 126 bar、背景領域における実効応力は 29 bar となった。また、8 個のアスペリティの間には相互作用が存在し、既往の震源モデルに置換すると、1 個の円形クラックもしくは 4 個の独立なアスペリティから構成されるアスペリティモデルに置換できることがわかった。一方、海溝付近の巨大地震の震源モデルでは、アスペリティの個数は 4 個で、各アスペリティにおける実効応力は 83 bar、背景領域における実効応力は 19 bar となった。また、円形クラックとしては 1 個分に満たず、アスペリティモデルとしては 2 個の独立なアスペリティから構成されるモデルに置換できることがわかった。

本論文では、断層の非一様すべり破壊モデルに基づき、断層面におけるすべり量もしくは地震モーメントおよび短周期レベルの統計的特質と整合するように、震源のモデル化を考えた。したがって、震源スペクトルとしては、非一様すべり破壊モデルの震源スペクトルと同等のものが平均的には再現されていると考えられるが、実際の強震動の予測問題では、各アスペリティの位置も、特に、断層近傍における強震動に大きな影響を与える。これについては、現在のところ理論的あるいは経験的な関係は見い出されていないが、今後、活断層の詳しい調査や地殻変動データの解析などの地球物理学的な研究の蓄積にともない、ある程度の推定が可能になると期待される。

一方、本論文で用いた短周期レベルの算定式は、壇・佐藤 (1998)¹⁾ による推定式であり、この式の妥当性は、既往の研究で行われた半経験的波形合成法に基づく複数の地震の加速度記録の再現を通じて、間接的に示されているとして、議論を進めた。したがって、本論文で算定した短周期レベルとそれぞれの地震の加速度記録から求められる短周期レベルとを直接比較するなどの検証が今後必要である。

また、本論文では、現在も研究中との理由で、限界振動数 f_{max} (例えば Hanks, 1982)¹⁸⁾ を震源断層のモデル化に際して考慮しなかった。しかしながら、この値をどう設定するかが非常に短い周期の地震動の振幅に大きな影響を与えるため、今後、 f_{max} と断層破壊メカニズムとの関係を解明する研究が蓄積されれば、その成果を震源断層のモデル化に適切に取り入れる必要がある。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、京都大学防災研究所の入倉孝次郎教授、および 2 名の論文査読委員には、非常に有益なご意見をいただきました。記してお礼申し上げます。

参考文献

- 1) 壇一男・佐藤俊明 (1998): 断層の非一様すべり破壊を考慮した半経験的波形合成法による強震動予測, 日本建築学会構造系論文集, 第 509 号, pp. 49-60.
- 2) Paul Somerville, Kojiro Irikura, Robert Graves, Sumio Sawada, David Wald, Norman Abrahamson, Yoshinori Iwasakai, Takao Kagawa, Nancy Smith, and Akira Kowada (1999): Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion, Seismological Research Letters, Vol. 70, No. 1, pp. 59-80.
- 3) 石井透・佐藤俊明・Paul G. Somerville (2000): 強震動評価のための不均質断層モデルの主破壊領域の抽出, 日本建築学会構造系論文集, 第 527 号, pp. 61-70.
- 4) 入倉孝次郎・釜江克宏 (1999): 1948 年福井地震の強震動, 地震, 第 2 輯, 第 52 巻, 第 1 号, pp. 129-150.
- 5) S. Das and B. V. Kostrov (1986): Fracture of a single asperity on a finite fault, Earthquake Source Mechanics, Maurice Ewing Volume 6, American Geophysical Union, pp. 91-96.
- 6) John Boatwright (1988): The seismic radiation from composite models of

- faulting, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 78, No. 2, pp. 489-508.
- 7) 石井透・佐藤俊明 (2000a): 断層面上の主破壊領域と実効応力のモデル化に基づく震源近傍強震動評価の試み, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (東北), B-2, 構造 II, pp. 219-220.
 - 8) 入倉孝次郎 (2000): 最近の大地震における強震動と被害の特徴から学ぶこと, 大崎総合研究所, 第 7 回和泉イブニングセミナー, 講演資料.
 - 9) Apostolos S. Papageorgiou (1988): On two characteristic frequencies of acceleration spectra, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 78, No. 2, pp. 509-529.
 - 10) Apostolos S. Papageorgiou and Keiiti Aki (1983): A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. I. Description of the model, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 73, No. 3, pp. 693-722.
 - 11) A. A. Gusev (1989): Multi-asperity fault model and the nature of short-period subsources, Pure and Applied Geophysics, Vol. 130, No. 4, pp. 635-660.
 - 12) Kazuo Dan and Toshiaki Sato (1998): Simulation of strong ground motions in the near field of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake by semi-empirical method based on variable-slip rupture model, Proceedings of the 10th Japan Earthquake Engineering Symposium, Vol. 1, pp. 703-708.
 - 13) Kazuo Dan and Toshiaki Sato (1999): A semi-empirical method for simulating strong ground motions based on variable-slip rupture models for large earthquakes, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 89, No. 1, pp. 36-53.
 - 14) 壇一男・佐藤俊明 (1999): 断層の非一様すべり破壊を考慮した半経験的波形成法 (その 4), 日本地震学会講演予稿集, No. 2, P010.
 - 15) Keiiti Aki (1967): Scaling law of seismic spectrum, Journal of Geophysical Research, Vol. 72, No. 4, pp. 1217-1231.
 - 16) James N. Brune (1970): Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, Journal of Geophysical Research, Vol. 75, No. 26, pp. 4997-5009.
 - 17) 宮武隆 (1998): 断層近傍の強震動パルスの成因, 地震, 第 2 輯, 第 51 巻, 第 2 号, pp. 161-170.
 - 18) Thomas C. Hanks (1982): f_{max} , Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 72, No. 6, pp. 1867-1879.
 - 19) David J. Wald and Paul G. Somerville (1995): Variable-slip rupture model of the great 1923 Kanto, Japan, earthquake, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 85, No. 1, pp. 159-177.
 - 20) Arthur Frankel (1995): Simulating strong motions of large earthquakes using recordings of small earthquakes, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 85, No. 4, pp. 1144-1160.
 - 21) 釜江克宏・入倉孝次郎・福知保長 (1990): 地域的な震源スケールング則を用いた大地震 ($M7$ 級) のための設計用地震動予測, 日本建築学会構造系論文報告集, 第 416 号, pp. 57-70.
 - 22) 佐藤智美・川瀬博・佐藤俊明 (1994): 表層地盤の影響を取り除いた工学的基盤波の統計的スペクトル特性, 日本建築学会構造系論文集, 第 462 号, pp. 79-89.
 - 23) 加藤研一・武村雅之・八代和彦 (1998): 強震記録から評価した短周期震源スペクトルの地域性, 地震, 第 2 輯, 第 51 巻, 第 1 号, pp. 123-138.
 - 24) 釜江克宏 (1996): 1946 年南海地震のシミュレーション, 日本建築学会, 第 24 回地盤震動シンポジウム, pp. 81-90.
 - 25) 釜江克宏・入倉孝次郎 (1997): 1995 年兵庫県南部地震の断層モデルと震源近傍における強震動シミュレーション, 日本建築学会構造系論文集, 第 500 号, pp. 29-36.
 - 26) 石井透・佐藤俊明 (2000b): 強震動評価のための不均質断層モデルの主破壊領域の面積とモーメントの関係, 日本地震学会講演予稿集, No. 2, B09.
 - 27) J. D. Eshelby (1957): The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol. 241, pp. 376-396.
 - 28) Carlos Mendoza (1993): Coseismic slip of two large Mexican earthquakes from teleseismic body waveforms: Implications for asperity interaction in the Michoacan plate boundary segment, Journal of Geophysical Research, Vol. 98, No. B5, pp. 8197-8210.
 - 29) 佐藤良輔 編著 (1989): 日本の地震断層パラメータ・ハンドブック, 鹿島出版会.
 - 30) 金森博雄 編 (1991): 地震の物理, 岩波書店.
 - 31) 武村雅之 (1998): 日本列島における地殻内地震のスケール則, 地震, 第 2 輯, 第 51 巻, 第 2 号, pp. 211-228.
 - 32) 渡辺基史・佐藤俊明・壇一男 (1998): 内陸地震の断層パラメータの相似則, 第 10 回日本地震工学シンポジウム, 第 1 分冊, pp. 583-588.
 - 33) 阿部勝征 (1990): フィリピン・ルソン島地震 (1990 年 7 月 16 日) の地震学的調査, 地震研究所彙報, Vol. 65, pp. 851-873.
 - 34) Donald L. Wells and Kevin J. Coppersmith (1994): New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 84, No. 4, pp. 974-1002.
 - 35) 松島信一・川瀬博 (2000): 1995 年兵庫県南部地震の複数アスペリティモデルの提案とそれによる強震動シミュレーション, 日本建築学会構造系論文集, 第 534 号, pp. 33-40.
 - 36) Robert J. Geller (1976): Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 66, No. 5, pp. 1501-1523.
 - 37) 日野幹雄 (1977): スペクトル解析, 朝倉書店, pp. 22-24.
 - 38) Toshiaki Sato, Robert W. Graves, and Paul G. Somerville (1999): Three-dimensional finite-difference simulations of long-period strong motions in the Tokyo Metropolitan area during the 1990 Odawara earthquake ($M_s 5.1$) and the great 1923 Kanto earthquake ($M_s 8.2$) in Japan, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 89, No. 3, pp. 579-607.
 - 39) R. D. Mindlin (1949): Compliance of elastic bodies in contact, Journal of Applied Mechanics, Vol. 16, pp. 259-268.

付録 アスぺリティにおけるすべり量と応力降下量およびアスぺリティモデルの地震モーメントとの関係

ここでは, Das and Kostrov (1986)⁵⁾ に準拠して, 応力を負担しない半径 R の円形の背景領域と, その中心から x ($0 \leq x < R$) だけ離れた位置にある半径 r の 1 個のアスぺリティから構成されるアスぺリティモデルを考える。また, 背景領域と同じ大きさの半径 R の円形クラックを考え, その円形クラックの応力降下量を $\Delta\sigma_{CR}$ とする。このとき, 円形クラックのすべり量は,

$$D_{CR}(x) = (24/7\pi) (R^2 - x^2)^{1/2} \Delta\sigma_{CR} / \mu \quad (0 \leq x < R) \quad (\text{付-1})$$

となる (Eshelby, 1957)²⁷⁾。一方, アスぺリティにおけるすべり量を $D_{asp}(x)$ で一定とすると, 応力分布 $\Delta\sigma_{asp}(x, \rho)$ は,

$$\Delta\sigma_{asp}(x, \rho) = (8/7\pi) \mu D_{asp}(x) / (r^2 - \rho^2)^{1/2} \quad (0 \leq \rho < r) \quad (\text{付-2})$$

となる (Mindlin, 1949)³⁹⁾。ここに, ρ はアスぺリティ中心からの距離である。ここで, 応力分布 $\Delta\sigma_{asp}(x, \rho)$ を半径 r のアスぺリティ上で平均すると, 下式を得る。

$$\Delta\sigma_{asp}(x) = (16/7\pi) [\mu D_{asp}(x)/r] \quad (0 \leq x < R) \quad (\text{付-3})$$

いま, アスぺリティにおけるすべり量 $D_{asp}(x)$ と円形クラックのすべり量 $D_{CR}(x)$ とが同じ, すなわち

$$D_{asp}(x) = D_{CR}(x) \quad (0 \leq x < R) \quad (\text{付-4})$$

とすると, アスぺリティモデルの地震モーメント $M_0(x)$ は, Das and Kostrov (1986)⁵⁾ に示されているように, 相反定理を用いて,

$$\begin{aligned} M_0(x) &= (\mu/\Delta\sigma_{CR}) \int D_{asp}(x) \Delta\sigma_{asp}(x, \rho) 2\pi \rho d\rho \\ &= (16/7) (24/7\pi)^2 (R^2 - x^2) r \Delta\sigma_{CR} \quad (0 \leq x < R) \end{aligned} \quad (\text{付-5})$$

となる。ここに, ρ に関する積分の区間は $[0, r]$ である。

つぎに, Boatwright (1988)⁶⁾ と同じく, アスぺリティが, 半径 R の背景領域の中でランダムに存在する場合を考えて, 平均応力 $\Delta\sigma_{asp}(x)$, すべり量 $D_{asp}(x)$, および地震モーメント $M_0(x)$ の期待値を計算すると,

$$\Delta\sigma_{asp} = (16/7\pi)^2 (R/r) \Delta\sigma_{CR} \quad (\text{付-6})$$

$$D_{asp} = (16/7\pi) R \Delta\sigma_{CR} / \mu \quad (\text{付-7})$$

$$M_0 = (8/7) (24/7\pi)^2 R^2 r \Delta\sigma_{CR} \quad (\text{付-8})$$

となる。以上の 3 つの関係式から $\Delta\sigma_{CR}$ を消去すると,

$$\Delta\sigma_{asp} = (16/7\pi) (\mu D_{asp}/r) \quad (\text{付-9})$$

$$M_0 = (18/7) (16/7\pi) \mu r R D_{asp} \quad (\text{付-10})$$

を得る。