海溝型地震の分岐断層破壊シナリオで発生する津波の特徴に関する一考察

奥村 与志弘¹・後藤 浩之²

¹正会員 京都大学大学院助教 工学研究科都市社会工学専攻 (〒615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂)

E-mail: okumura.yoshihiro.8x@kyoto-u.ac.jp

²正会員 京都大学助教 防災研究所 (〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄)

E-mail: goto@catfish.dpri.kyoto-u.ac.jp

プレート境界で設定するすべりに対して分岐断層で設定するすべりがどの程度であるべきかについての知見はこれまで十分に得られていない。本研究では、プレート境界で発生した破壊が浅部に向かって伝搬する場合に、プレート境界に破壊が伝搬する場合と分岐断層に破壊が伝搬する場合とで、どのように違うのか力学的に考察した。また、発生する津波の特徴の観点から両シナリオの違いを整理した。

Key Words : *splay fault, shallow subduction plate boundary, slip distribution, tsunami*

1. はじめに

2011年東北地方太平洋沖地震ではプレート境界の大すべりによって大規模な津波が発生し^{1,2}、東北地方から関東地方にかけての太平洋沿岸に多大な津波災害を生じた。南海トラフにおいて発生が危惧される東海・東南海・南海地震においても、その規模は言及できないものの津波の発生が指摘されており³、具体的な対策が各地で進められている状況である。

東北地方太平洋沖地震における主な大すべりは、GPSによる地殻変動データによる解析⁴、地震動の長周期成分による解析⁵、遠地地震記録による解析⁶等の共通した特徴として、震源より浅いプレート境界浅部に認められる。また、海溝軸付近で陸側のプレートが約50m水平に移動していること⁷、海溝軸付近ですべりに起因すると思われる構造変化が認められること⁸から、プレート境界に沿って破壊が海溝軸に達したことが示唆されている。

一方、南海トラフの熊野灘外縁部で観察されるように、付加帯内部に海底に達する分岐断層が存在する場合がある^{9,10}。分岐断層の破壊による津波について詳細に調べられたことは少ないが、津波防災を考える上では、分岐断層が破壊した場合についての議論も進められるべきであろう。しかし、従来のプレート境界で設定するすべりに対して、分岐断層で設定するすべりがどの程度であるべきか、についての知見は得られておらず、分岐断層が破壊するシナリオをどのように考慮すべきかについての

概念も整理されていないのが現状である。

本研究では、プレート境界で発生した破壊が浅部に向かって伝播する場合に、プレート境界に破壊が伝播する場合と分岐断層に伝播する場合とで、どのように違うのか力学的に考察する。また、発生した地殻変動に基づいて津波を励起させ、双方の津波の特徴について整理する。なお、本研究はプレート境界が破壊する場合と分岐断層が破壊する場合との相対的な違いに主眼を置いているため、そのすべり量の大きさや津波高さの絶対値については議論しない。なお、本研究は面内の波動場、変形のみを考慮した2次元問題を対象とする。これは面外方向に無限に同じ場が続くとした3次元問題と等価であり、断層長さの大きな海溝型の巨大地震を想定した場合に比較的近い近似であると考えている。

2. 断層破壊シミュレーション

(1) 数値解析手法と解析モデル

断層の破壊様式をモデル化する方法として、運動学モデルと動力学モデルとがある¹¹。運動学モデルは、断層で生じるすべりの時空間分布を統計的な考え方などに基づいて直接設定^{例えば12}し、すべりによって励起される地震動や対応する地殻変動などを計算する方法である。一方、動力学モデルは、断層に働く応力状態、断層面の摩擦特性などをモデル化し、すべりそのものを力学に基づ

図-1 断層破壊シミュレーションに用いる地殻構造モデル，プレート境界モデル（黒線），および分岐断層モデル（青線）。

いて発生させる方法である。運動学モデルと比較して，動力学モデルで設定すべきパラメータの統計的性質などに未解明な部分が多く，主に実地震に見られた現象を事後に分析するために利用されている^{例えは13), 14)}。本研究ではプレート境界が破壊する場合と分岐断層が破壊する場合とについて，可能な範囲で等しい条件下で比較するため，動力学モデルを採用し，断層破壊シミュレーションを実施する。

数値解析に用いる地殻構造モデル，プレート境界モデル，および分岐断層モデルを図-1に示す。概ね，南海トラフの熊野灘外縁部に認められている地殻構造，プレート境界，分岐断層⁹⁾¹⁰⁾に準拠して設定しており，プレート境界と分岐断層が接する分岐点は深さ10kmとしている。分岐点以深のプレート境界は傾斜角10度の直線断層，分岐点以浅のプレート境界と分岐断層は曲線断層で表現している。プレート境界の傾斜角は概ね10度より低角で平均傾斜角は6度，分岐断層は浅くなるにつれて傾斜角が高角となり，平均傾斜角は14度としている。海洋性プレート，および陸側プレートのS波速度，P波速度は大都市大震災軽減化特別プロジェクトで採用された値を利用する¹⁵⁾。なお，図中の赤色で示した領域は，周囲の領域と比較してS波速度，P波速度の遅い付加体をモデル化したものである。

数値解析手法は有限要素法を用いる。破壊面に2倍の節点自由度を与えるDouble Node法¹⁶⁾を用いて，すべりに相当する食い違い変位を表現する。要素は4節点のアイソパラメトリック要素とし，プレート境界，構造境界に沿うような非構造格子状の要素レイアウトをGmshにより生成した¹⁷⁾。なお，断層面上の要素幅は400m，境界面の交叉する点では200m幅となるように設定している。解析領域は，水平方向に海溝軸から沖側に50km，陸側に175kmの225km，鉛直方向に40kmとする。

(2) 応力状態と摩擦特性

断層破壊シミュレーションでは，応力状態と断層面の摩擦特性とを設定する必要がある。応力状態は，地殻内の最大主応力方向が空間的に均一であると仮定し，その方向をパラメータとして複数のケースで数値解析を行う。ただし，本研究の目的は浅部の破壊様式の違いを調べることであるため，分岐点より深い部分で発生する初期の破壊そのものが最大主応力方向に依存して変化すると，破壊様式の違いが分岐点以深の影響なのか，分岐点以浅の破壊する面の違いによる影響なのか分離することが難しい。そこで，分岐点以深の断層面に働く応力は最大主応力方向に依らず一定とする。これは，1つ1つのケースが，それぞれ独立したシナリオに対応することを意味しており，例えば同じ発生確率であるとして統一的に取り扱うことができないことを意味している。

分岐点以深の初期応力状態は既往の研究¹³⁾と同様に一定値であると仮定し，一様に法線応力120MPa，せん断応力57MPaと設定する。分岐点以深のプレート境界面の傾斜角 δ と，水平面と最大主応力方向とのなす角 ϕ とを用いて，分岐点以深の最大主応力 σ_1 ，最小主応力 σ_2 は以下のように定まる。

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \sigma_n + \sigma_s / \tan(\delta + \phi) \\ \sigma_2 &= \sigma_n - \sigma_s / \tan(\delta + \phi)\end{aligned}\quad (1)$$

ここに， σ_n ， σ_s はそれぞれ法線応力，せん断応力を表し，圧縮側を正としている。分岐点以浅の主応力は，海水圧を加味するため海面からの深さに比例すると仮定し，分岐点で分岐点以深の主応力値と一致させる。すなわち，

$$\begin{aligned}\sigma_1(z) &= \frac{z}{10} \sigma_1(z=10) \\ \sigma_2(z) &= \frac{z}{10} \sigma_2(z=10)\end{aligned}\quad (2)$$

図-2 断層面の摩擦特性として採用するすべり弱化型摩擦則¹⁸⁾.

図-3 摩擦パラメータの深さ分布.

とする．ここに z は海面からの深さ(km)である．従って、分岐点以浅の断層面に働く初期の法線応力、せん断応力は、主応力値、断層面の傾斜角、および最大主応力方向によって次のように与えられる．

$$\begin{aligned}\sigma_n &= \sigma_2 + (\sigma_1 - \sigma_2) \sin^2(\delta + \phi) \\ \sigma_s &= \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2(\delta + \phi)\end{aligned}\quad (3)$$

断層面の摩擦特性は、地震時のような高速すべりに対して適用可能とされているすべり弱化型の摩擦則のうち、実例も多く、少ないパラメータ数で表現できるIdaのモデル¹⁸⁾ (図-2)を採用する．Idaのモデルは、すべりに応じて摩擦係数が区分的に線形に振る舞うモデルであり、最大静止摩擦係数 μ_p 、動摩擦係数 μ_r 、および動摩擦係数に至るまでに要するすべり量 D_C がパラメータである．なお、法線応力とせん断応力との比で初期応力比 $\mu_0 = \sigma_s / \sigma_n$ を定義する．

設定する摩擦パラメータの深さ分布を図-3に示す．最大静止摩擦係数は分岐点以深を0.6、分岐点以浅を0.5と

図-4 最大主応力方向15度の場合におけるすべりの時間発展の様子 (上：プレート境界破壊シナリオ，下：分岐断層破壊シナリオ)．黒、赤線は2秒毎、10秒毎の等時線．

する．震源に相当する破壊核形成領域を深さ15kmの位置を中心として6kmの幅で設け、破壊核形成領域の動摩擦係数を0.4、破壊核形成領域から分岐点にかけての動摩擦係数を0.45と設定し、破壊核形成領域より深い領域の動摩擦係数は初期応力比と等しくする．なお、破壊核形成領域では断層の破壊を自発的に発生させるため、初期応力比を最大静止摩擦係数より高い0.65に設定している．また、 D_C は破壊核形成領域から分岐点にかけて0.4m、破壊核形成領域より深い領域では1.6mとしている．

分岐点以浅は、海底深さ z_b から分岐点にかけての領域を深さで上半分と下半分に区分し、下半分での動摩擦係数を0.45から初期応力比まで線形に、上半分では初期応力比から最大静止摩擦係数まで線形に変化させる．これは、地表に近い断層面周辺の媒質の特性が、拘束圧に依存して徐々にひずみ軟化を示さない状態になることをモデル化している¹³⁾．また、 D_C は上半分は1.6m、下半分は0.4mと1.6mとを線形で補間する．

なお、分岐点以浅では最大静止摩擦係数と初期応力比を独立に設定しているために、断層面角度、主応力方向の条件によっては初期応力比が最大静止摩擦係数を上回ることがある．このとき、破壊がその領域から発生してしまうため、本研究では望ましくない．そこで、事前に地震や非地震性すべりなどによって応力が解放されてい

図-5 最大主応力方向を5-35度まで変化させた時の最終すべり量の比較（上：プレート境界破壊シナリオ，下：分岐断層破壊シナリオ）。

ると仮定して、分岐点以浅での初期応力比の最大値を0.495に制限している。

以上のパラメータはプレート境界、および分岐断層のそれぞれが破壊する場合に、安定して海底面まで破壊が伝播するように、また可能な限り単純な分布で実現できるように設定したものである。実際のパラメータ分布はより複雑で不均質であると考えられるため、ここで示す結果は、そのような条件下のシナリオであることを強調しておく。

(3) 数値解析結果

本研究では、最大主応力方向が陸側の水平面から上方の範囲にある場合のみを解析対象とし、水平面からの角度で最大主応力方向を表す。このため、既往研究^{例えば19)}のように断層面と最大主応力方向とのなす角での表示ではないことを断っておく。また、分岐点以浅のプレート境界に破壊が伝播する場合、分岐断層に破壊が伝播する場合をそれぞれ独立に取り扱い、両方が同時に破壊する場合や破壊の乗り移りについては取り扱わないこととする。

図-4は最大主応力方向が15度の場合について、プレート境界が破壊するシナリオ、分岐断層が破壊するシナリオそれぞれのすべりの時間発展の様子を示したものである。図の横軸は図-1の横軸と対応する水平方向の距離を表しており、55km地点が分岐点、0km、25kmがそれぞれ

断層が海底に達する点に対応する。黒線、および赤線は2秒毎、10秒毎のすべり分布を描いたものである。破壊が分岐点に達する14秒までは、プレート境界破壊シナリオ、分岐断層破壊シナリオともに等しいすべりの時間発展の様子を示すが、以降は両者に明瞭な違いが表れている。

分岐点以深での破壊伝播速度は約2.2km/sであり、速度の遅い側である海洋性地殻第2層のS波速度の約80%に相当する。分岐点以浅では深さ分布する応力状態、摩擦特性に応じて一定速度ではないが、速いところでプレート境界破壊シナリオでは約1.3km/s、分岐断層シナリオでは約1.6km/sであり、付加体のS波速度の約80%、約100%にそれぞれ対応する。分岐断層の場合にS波速度に限りなく近い伝播速度に達しているが、これは応力状態によるものであると考えられる。Rankine理論における主動土圧下での破壊面は、最大主応力方向に対して $45^\circ - \frac{1}{2} \tan^{-1} \mu_p$ の角度をなすと見積もられる。なお、この角度をcritical wedge angleとして示す文献もある²⁰⁾。分岐断層の平均傾斜角がRankine理論の破壊面に相当するように設定した場合の最大主応力方向は17度であり、ここで示した15度の場合と非常に近いため、破壊しやすい応力状態にあったと言える。

図-5は最大主応力方向を5-35度まで5度ずつ変化させた時の最終すべり量を比較したものである。Rankine理論で見積もられる破壊面角度がプレート境界、分岐断層の平均傾斜角に近い場合がそれぞれ25度、15度であるため、その場合を赤線で示している。また、その角度を基準にして最大主応力方向の角度が大きい場合と小さい場合とでそれぞれ色分けして示している。プレート境界破壊シナリオでは、25度が最も海底面付近のすべり量が大きく生成され、最大主応力方向が水平に近くなるとすべりが成長しない傾向が見られる。一方、分岐断層破壊シナリオでは、15度の場合に水平距離40km付近でのすべり量が最大となるが、海底面付近のすべりはあまり成長しない。より最大主応力方向が水平に近づくにつれて海底面付近のすべり量が成長する傾向にある。これは、海底面付近の分岐断層の形状が平均傾斜角よりもやや高角になっていることが要因として考えられ、この部分を破壊させるためには、より最大主応力方向が水平に近いことを要請している。なお、分岐断層が破壊するために水平に近い最大主応力方向を必要とすることは既往の研究と矛盾しない¹⁹⁾。

また、分岐点付近のすべり量に着目すると、プレート境界が破壊する場合はすべりが促進される傾向にあるのに対して、分岐断層の場合はすべりが抑制されている。これは、分岐点以浅のプレート境界面は引張側のクラック、分岐断層面は圧縮側のクラックに分類され¹⁹⁾、すべりの発達に伴いプレート境界の場合は法線応力が低下す

図-6 地殻の上下変動の比較（上：プレート境界破壊シナリオ，下：分岐断層破壊シナリオ，角度は最大主応力方向）。

図-8 海面の最大変位分布の比較．（上：プレート境界破壊シナリオ，下：分岐断層破壊シナリオ，角度は最大主応力方向）。

図-7 地殻の上下変動の最大値の比較（左：プレート境界破壊シナリオ，右：分岐断層破壊シナリオ．横軸の角度は最大主応力方向）。

図-9 海岸線における海面の最大変位の比較（左：プレート境界破壊シナリオ，右：分岐断層破壊シナリオ．横軸の角度は最大主応力方向）。

る傾向，分岐断層の場合は法線応力が増加する傾向となるためと考えられる．既往の研究においても，分岐断層に破壊が進展する場合に分岐点でのすべり量が周囲より小さく見積もられることは共通した特徴である^{21),22)}．

このため，プレート境界破壊シナリオでは分岐点以深のすべり量も以浅のすべりの成長に伴って増加するが，分岐断層では分岐点以深のすべり量にほとんど違いが見られない．このことは結果として有効なクラックとみなせるサイズがプレート境界の場合には分岐点以深に広がる一方，分岐断層の場合には分岐点までとなる．分岐点以浅の断層長さがプレート境界の方が約2倍長いことと分岐点でのすべりの拘束とが相まって，分岐断層破壊シナリオでの最大すべり量は同条件であればプレート境界破壊シナリオよりも小さく見積もられる傾向にあると考えられる．

3. 津波伝搬シミュレーション

(1) 数値解析手法と解析モデル

津波の初期波源は，前章で実施した断層破壊シミュレーションによって得られる海域における地殻変動の最終変位を海面変位として与えることで作成する．地形モデルは図-1の地形を用いる．海岸線は135.35km地点とし，それより左側を海域，右側を陸域とみなす．陸域における標高は一律に0mを初期値とする．ただし，津波伝搬シミュレーションを実施する際には，断層破壊による地殻変動を地形モデルに反映させるため，結果として陸域の標高は0mにはならない．また海岸線には0.1km内陸側に，我が国において標準的な高さ5.0mの海岸堤防を考慮する．

津波伝搬シミュレーションは、非線形長波理論を staggered 格子を用いた leap-frog スキームで解いた^{23), 24)}。空間格子間隔は50m, 時間格子間隔は0.1秒, 計算時間は1.5時間とする。海域および陸域の抵抗はマニング則をもとにした抵抗項に適当なマニングの粗度係数を与えることで表現する。ここでは、小谷ほか²⁵⁾に従い、海域を0.025, 陸域を0.04 (低密度居住区に対応) とする。海岸堤防は計算メッシュの境界に配置させ、堤防を越える津波の越流量は本間の越流公式^{26), 27)}を用いて算出する。

(2) 数値解析結果

図-6, 図-7はそれぞれ断層破壊シミュレーションによって得られた地殻の上下変動, 地殻の上下変動の最大値を示したものである。隆起を正, 沈降を負とする。図-6の横軸は図-1の横軸と対応する水平方向の距離を表し, 色分けは図-5の最大主応力方向による色分けに対応させた。

断層面が低角である場合, 断層面上に大きなすべりが生じて, それに伴う地殻変動は水平成分が卓越し鉛直成分は相対的に小さくなる。そのため, 傾斜角だけを考えれば, 分岐断層破壊シナリオの方がプレート境界破壊シナリオよりも大きな地殻変動をもたらす条件になっているといえる。しかし, 本研究においては必ずしもそのような結果にはなっていない。それどころか, 地殻の上下変動の最大値に関しては, プレート境界破壊シナリオにおける最大主応力方向20度以上の場合は, 分岐断層破壊シナリオにおける最大主応力方向5度の場合を除く各ケースと比較して, 同等あるいはより大きな値となっている。

このような結果となった原因は, 両シナリオにおける断層面上の最終すべり量の差にある。本研究では, プレート境界破壊シナリオが分岐断層破壊シナリオの2~3倍に達するケースがあった (図-5)。プレート境界破壊シナリオにおける最終すべり量が分岐断層破壊シナリオの数倍程度に達する場合には, プレート境界の断層面が低角であっても, 分岐断層破壊シナリオよりも大きな地殻変動を生成する可能性があることを示唆している。

また, プレート境界破壊シナリオの地殻変動は, 分岐断層破壊シナリオに比べて広域に及ぶ傾向にある。分岐点以浅の断層長さがプレート境界の方が約2倍長くなっていることが主な原因である。こうした特徴の違いは, 発生する津波の周期の違いとして現れ, 陸域へ流入する海水の流量に大きな影響を及ぼす。

図-8, 図-9はそれぞれ海面の最大変位分布, 海岸線における海面の最大変位を示したものである。図-8の横軸は図-1の横軸と対応する水平方向の距離を表し, 色分けは図-5の最大主応力方向による色分けに対応している。また, 右端は海岸線であり, 海岸線には5mの海岸堤防

図-10 津波の浸水深の比較。横軸は海岸線から内陸方向への距離。(上: プレート境界破壊シナリオ, 下: 分岐断層破壊シナリオ, 角度は最大主応力方向)。

図-11 津波の陸域への総流入量の比較。(左: プレート境界破壊シナリオ, 右: 分岐断層破壊シナリオ, 横軸の角度は最大主応力方向)。

を考慮した。プレート境界破壊シナリオも分岐断層破壊シナリオも水位が浅くなる海岸付近で浅水変形により津波が大きく増幅している様子が分かる。海岸付近の海面の最大変位は, 両シナリオともに地殻変動の規模の大きさに対応して大きくなっていることが分かる。すなわち, 最大主応力方向が, プレート境界破壊シナリオ, 分岐断層破壊シナリオそれぞれ35度, 5度の場合に, 海岸付近で特に大きな海面変位となった。

ただし, 同規模の海面変位であれば, 水深の深い海域で発生した津波の方が浅海域に到達したときにより大きく増幅される (浅水変形) ため, 本研究の条件ではプレート境界破壊シナリオの方が津波は海岸付近でより大きく増幅される傾向にある。

図-10は津波の浸水深を示したものである。図の左端

は海岸線であり、横軸は海岸線からの水平距離を表している。色分けは図-5の最大主応力方向による色分けに対応している。プレート境界破壊シナリオは、分岐断層破壊シナリオよりも最大浸水深が大きく、また、内陸奥深くまで津波が到達している。浅水変形により、海岸付近で津波の波高が大きく増幅されることに加え、地殻変動領域の広さに伴い津波の周期が長くなっていることも寄与していると考えられる。ただし、津波の到達地点は最終の到達地点ではなく、1.5時間の氾濫計算の中での到達地点である。従って、さらに計算時間を長くすれば津波はより内陸へと進行するが、ここで得られた結果の相対的な関係に変化は生じないと考えられる。

図-11は津波の陸域への総流入量を比較したものである。海岸堤防を越える津波の越流量を時間積分することで計算した。分岐断層破壊シナリオの中で海岸付近で最も大きな津波となる最大主応力方向5度のケースでさえ、同シナリオのそれ以外のケースとあまり大きな差がないことは津波の周期が短いことが原因であると考えられる。

4. おわりに

本研究では、プレート境界で発生した破壊が浅部に伝搬する際に、プレート境界に破壊が伝搬する場合と分岐断層に伝搬する場合とで力学的にどのように違うのかを考察した。また、発生した地殻変動に基づいて津波を励起させ、双方の津波の特徴について整理した。得られた主要な結論は以下の通りである。

(1) プレート境界に破壊が伝搬する場合の方が、分岐断層に破壊が伝搬する場合よりも相対的に大きな最終すべり量が生じることが分かった。本研究の条件においては、その差は3倍以上に達した。

(2) 最大主応力方向の条件によっては、プレート境界破壊シナリオの方が、堤防を越えて陸域に流入する津波の浸水深は大きく、また内陸奥深くにまで到達することが分かった。分岐断層に破壊が伝搬する場合は、たとえば大きな津波が沿岸に到達したとしても周期が比較的に短い。ため、陸域への総流入量は大きくなりにくい。

(3) プレート境界破壊シナリオにおける最終すべり量が分岐断層破壊シナリオの数倍程度に達する場合には、プレート境界の断層面が低角であっても、プレート境界破壊シナリオの方が分岐断層破壊シナリオよりも大きな地殻変動を生成する可能性があることを示した。

(4) また最終すべり量が数倍に達しなくても、浅部プレート境界の断層破壊が生成する地殻変動はトラフ沿いの水深の深い海域に生じるため、沿岸に到達する津波は、水深の浅い海域に地殻変動が生じる分岐断層破壊シナリオよりも大きく増幅され、より大きな水位変動を

もたらす可能性があることも示した。

最後に、本研究の今後の展望について述べる。著者らは、断層面上のすべり量の設定において、浅部プレート境界破壊シナリオと分岐断層破壊シナリオとでモーメントマグニチュードを制約条件にしてすべり量を算出するのではなく、破壊シナリオによるすべりの成長の仕方の違いを動力学モデルで評価することによってすべり量を算出した。従って、両シナリオでモーメントマグニチュードは一致しない。その上で、①破壊面の傾斜角、②波源域における海域の水深、③初期波源の波長、といった条件を総合的に考慮し、来襲する津波の相対的な相違点について論じた。そこに津波工学・地震工学的な意義がある。換言すれば、本研究のポイントは、個別の議論では見えてこない複雑な津波発生源の問題に関し、それを整理するための一つの手段を提案した点にあるとも言える。その意味では、今後、個々のパラメータについての感度分析を行ったり、現実の各パラメータの組合せのパターンについて整理することで、さらに有用性を高めていく必要があると言える。

参考文献

- 1) 東北地方太平洋沖地震津波合同調査グループ：痕跡調査結果, <http://www.coastal.jp/tjtj/>, (2012.9.22閲覧)。
- 2) Fujii, Y., Satake, K., Sakai, S., Shinohara, M. and Kanazawa, T.: Tsunami source of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, *Earth Planets Space*, 63, pp.815-820, 2011.
- 3) 南海トラフの巨大地震モデル検討会：南海トラフの巨大地震による震度分布・津波高について（第一次報告）, http://www.bousai.go.jp/jishin/nankai/model/pdf/1st_report.pdf, (2012.9.22閲覧)。
- 4) Miyazaki, S., McGuire, J.J. and Segall, P.: Seismic and aseismic fault slip before and during the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, *Earth Planets Space*, Vol.63, pp.637-642, 2011.
- 5) Suzuki, W., Aoi, S., Sekiguchi, H. and Kunugi, T.: Rupture process of the 2011 Tohoku-oki mega-thrust earthquake (M9.0) inverted from strong-motion data, *Geophys. Res. Lett.*, Vol.38, L00G16, 2011.
- 6) Koper, K.D., Hutko, A.R., Lay, T., Ammon, C.J. and Kanamori, H.: Frequency-dependent rupture process of the 2011 Mw9.0 Tohoku earthquake: comparison of short-period P wave backprojection images and broadband seismic rupture models, *Earth Planets Space*, Vol.63, pp.599-602, 2011.
- 7) Fujiwara, T., Kodaira, S., No, T., Kaiho, Y., Takahashi, N. and Kaneda, Y.: The 2011 Tohoku-oki earthquake: dis-

- placement reaching the trench axis, *Science*, Vol.334, p.1240, 2011.
- 8) Kodaira, S., No, T., Nakamura, Y., Fujiwara, T., Kaiho, Y., Miura, S., Takahashi, N., Kaneda, Y. and Taira, A. : Coseismic fault rupture at the trench axis during the 2011 Tohoku-oki earthquake, *Nature Geoscience*, vol.5, pp.646-650, 2012.
 - 9) Park, J., Tsuru, T., Kodaira, S., Cummins, P.R. and Kaneda, Y. : Splay fault branching along the Nankai subduction zone, *Science*, Vol.297, pp.1157-1160, 2002.
 - 10) Moore, G.F., Bangs, N.L., Taira, A., Kuramoto, S., Pangborn, E. and Tobin, H.J. : Three-dimensional splay fault geometry and implications for Tsunami generation, *Science*, Vol.318, pp.1128-1131, 2007.
 - 11) 日本建築学会 : 地盤震動 -現象と理論-, 日本建築学会, 2005.
 - 12) Irikura, K. and Miyake, H. : Recipe for predicting strong ground motion from crustal earthquake scenarios, *Pure Appl. Geophys.*, Vol.168, pp.85-104, 2011.
 - 13) Wada K. and Goto, H. : Generation mechanism of surface and buried faults: Effect of plasticity in a shallow crust structure, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.102, pp.1712-1728, 2012.
 - 14) Goto, H., Y. Yamamoto and Kita, S. : Dynamic rupture simulation of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku earthquake: multi-event generation within dozens of seconds, *Earth, Planets and Space*, vol.64, pp.1167-1175, 2012.
 - 15) 文部科学省「大都市大震災軽減化特別プロジェクト」 : 平成17年度成果報告書, pp.490-500, 2006.
 - 16) Oglesby, D.D., Archuleta, R.J. and Nielsen, S.B. : The three-dimensional dynamics of dipping faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.90, pp.616-628, 2000.
 - 17) Geuzaine, C. and Remacle, J.F. : Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities, *Int. J. Numer. Meth. Engng*, Vol.79, pp.1309-1331, 2009.
 - 18) Ida, Y. : Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.*, Vol.77, pp.3796-3805, 1972.
 - 19) Kame, N., Rice, J.R. and Dmowska, R. : Effects of pre-stress state and rupture velocity on dynamic fault branching, *J. Geophys. Res.*, Vol.108, 2265, 2003.
 - 20) DeDontney, N. and Hubbard, J. : Applying wedge theory to dynamic rupture modeling of fault junctions, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.102, pp.1693-1711, 2012.
 - 21) Aochi, H., Fukuyama, E. and Matsu'ura, M. : Spontaneous rupture propagation on a non-planar fault in 3-D elastic medium, *Pure appl. Geophys.*, Vol.157, pp.2003-2027, 2000.
 - 22) Tamura, S. and Ide, S. : Numerical study of splay faults in subduction zones: the effect of bimaterial interface and free surface, *J. Geophys. Res.*, Vol.116, B10309, 2011.
 - 23) 後藤智明・小川由信 : Leap-frog法を用いた津波の数値計算法, 東北大学工学部土木工学科, 52p., 1982.
 - 24) IOC (Intergovernmental Oceanographic Commission) : IUGG/IOC TIME PROJECT, Numerical Method of Tsunami Simulation with the Leap-frog Scheme (Manuals and Guides 35), UNESCO, pp.1-24, 1997.
 - 25) 小谷美佐ほか : GISを利用した津波遡上計算と被害推定法, 海岸工学論文集, 45, pp.356-360, 1998.
 - 26) 本間仁 : 低越流堰堤の流量係数 (第一編), 土木学会誌, Vol.26, No.6, pp.635-645, 1940.
 - 27) 本間仁 : 低越流堰堤の流量係数 (第二編), 土木学会誌, Vol.26, No.9, pp.849-862, 1940.

(2012.11.16受付, 2013.2.22修正, 2013.2.23受理)

A STUDY ON CHARACTERISTICS OF TSUNAMI GENERATED BY SPLAY FAULT RUPTURING

Yoshihiro OKUMURA and Hiroyuki GOTO

Relation between splay fault slip and shallow subduction plate boundary fault slip have not studied enough. In this study, we consider dynamically the difference between the rupturing process of splay fault and the rupture process of shallow subduction plate boundary fault when fault rupture propagates from deep area to shallow area of the plate boundary. Also, we consider it in the view point of characteristics of generated tsunami.