

材料中の相変化の不安定伝播に関する基礎的研究

On Unstable Propagation of Phase Transition in Materials

堀 宗朗 * 亀田 敏弘 **

By Muneo HORI and Toshihiro KAMEDA

The prediction of earthquake requires quantitative understanding of the earthquake mechanism, especially, of the onset of earthquake. It is assumed that the phase transition of materials in crust can be a trigger that cause a large earthquake, though this hypothesis is not verified due to the lack of knowledge on sudden propagation of the phase transition of materials. Taking advantage of the recent development of general theories of physical conditions on phase transition and new techniques for solving free-boundary problems of a moving phase boundary, this paper examines a possibility that a nuclei of phase transition can propagate unstably to the surrounding materials in particular directions, when the balance of the phase energy and the mechanical energy admits such propagation. Two simple models assuming axial symmetry and plane strain condition are constructed, and the propagation of the phase transition is analyzed. The analysis of the first model supports the possibility of unstable propagation of phase transition, and it is shown in the second model that phase transition can propagate into a particular region where the deformation is intensified near the boundary of the two phases.

Key Words: Phase Transition, Unstable Propagation, Thermomechanics

1 序論

巨大地震が社会にもたらす被害の甚大さは敢えて指摘するまでもなく、地震到来の正確な予知は、工学理学に共通する非常に重要な問題である。予知の精度を上げるためには、地震発生機構をより正しく理解することが不可欠である。地震自体が多数の過程を経る複雑な現象であるため種々のアプローチをとって理解を深めるべきであるが、地殻内に発生する地震の過程を直接観察したり、高圧力下の地殻を実験によって再現することは非常に困難であり、現象の詳細を知ることは容易ではない。したがって、理論予測や数値解析というアプローチの占める役割は大きい。特に、近年の応用固体力学や材料科学の分野は、理論・手法に飛躍的な発展を遂げており、地震発生機構や地震現象の理解に大きな貢献をもたらすことが期待される。

地震発生機構の概略は地殻に蓄えられた歪エネルギーの急速な解放であるため、予知の最大のポイントは、歪エネルギーの解放の予測である。通常、プレートの動きに伴う断層の滑べりがこの主原因とされているが、深層部では、エネルギー解放の引金となる現象の一つに地殻内の物質の相変化が考えられている^{1),2)}。例えば、地下100kmを超える深い部分での岩盤の相変化は、深発地震の発生を引き起こすという説^{3),4)}がある。また、断層付近の岩盤や岩の相変化が引金となって滑べりが引き起こされるとも予想される。しかし、著者らの調べた限りでは、地殻内物質の相変化に関する既存の研究は限られており、地震のトリIGGERとしての可能性の示唆に留まっている。

通常、工学において物質の相変化が問題となるのは、冶金工学の分野であり、金属の相変態は冶金工学のメインテーマの一つであるため膨大な知見が蓄積されている。また、土木工学の分野では、水分が凍結融解する際の約9%の体積膨張に起因する、土質材料の凍土や凍上の問題やコンクリートの低温劣化や凍害の問題が古くから指摘されている。しかし、地震のトリIGGERとしての相変化のように、相変化を伴う力学現象に関しては、正確な予測ができるほどの機構の解明はされていない。これは、相変化を起こす部分が材料内に広がるにつれて相の間の境界が動く、という移動境界問題となることにも一因がある。

*Ph.D. 東京大学工学部助教授 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)

**修士 東京大学工学部大学院 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)

近年、合金・複合材料等の新材料を作成する際、材料の相変化を利用して材料性能を改善することが行われている。その結果、相変化に関する応用固体力学上の理論は大きな進歩を遂げており、非常に一般性の高い理論が提案されるに至っている。同時に、相変化に伴う移動境界の問題も数学的に巧妙に扱われるようになっていく。したがって、金属系材料のみならず他の材料に対しても、従来扱いが困難であった相変化を伴うさまざまな力学現象の解明が可能になる。

以上の背景を基に、本論文は、相変化に関する新しい理論を適用して、地殻内物質の相変化が地震発生のトリガーとなる可能性を検討する。しかし、地殻内での相変化に関しては未知の点が多い現状を鑑みると、直接の対象を地震問題に限定することは難しい。したがって、『物質内の1箇所に突然相変化が起こる場合、周囲の物質は特定の方向に急速に相変化を起こすようになるか』という簡略化した問題を設定し、これを相変化と材料力学の理論によって解くことを試みる。補に示すように、相変化が地震発生のトリガーとなる可能性の鍵は、面を作るような特定の方向への相変化の伝播にある。本論文の構成は以下のものである。第2章において、相変化の伝播を支配する理論を整理し、力学問題としての定式化を行う。そして、簡単な相変化伝播の力学モデルを構築し、上記の問題を解析する。第3章では、軸対称条件の下で中心軸に発生した相変化が周囲の相変化を引き起こす可能性、第4章では、平面歪状態の下で円形に発生した相変化が特定の方向に伝播する可能性を検討する。

2 定式化

簡単のため、相変化を起こした箇所を相変化の核、核の特定の方向の物質が次々と相変化を起こすことを相変化の不安定伝播と呼ぶ。不安定伝播は、必ずしも平衡状態にあるとは限らないため、相変化を起こした部分と起こしていない部分の境界において、トラクションや速度等の物理量が不連続になる可能性がある。実際、金属系材料では、非平衡状態で相変化が高速に伝播していく場合があり、相変化の境界に強い不連続性が起こることが理論的に示されている。なお、平衡状態にある2つの異なる相の境界面では、応力や歪が不連続になる弱い不連続性を示すが、トラクションや速度は連続であり、強い不連続性を示すことはない。

このような強い不連続面を持つ相変化の伝播に関する研究として、等速で不安定に伝播する相変化の可能性を証明した Abeyaratne の理論⁵⁾と、金属の結晶化と特定の方向への成長に関する Gurtin⁶⁾の理論があり、金属系材料に対して大きな成果をもたらしている。両者の理論は、対象としている現象は全く異なっているものの、境界での不連続性を理論的に精密に定式化しており、非平衡状態において成立する熱力学第2法則を適用して移動境界の問題を巧妙に解いている点で共通している。

温度や圧力の上昇によって相が変化する場合、エネルギーが吸収されるため、外部からのエネルギーの供給がなければ核を発生させたエネルギーは消費され、相変化の伝播は途中で止まる。しかし、相変化に伴って変形が引き起こされると、核の周囲の物質は新たに歪エネルギーと運動エネルギーの和である力学エネルギーを得ることになる。力学エネルギーが相変化に消費されるエネルギーより大きい箇所では相変化が起きることが可能となる。この過程においては、エントロピーの増大という熱力学第2法則が満足されれば、実際に相変化が起こると考えられている。したがって、相変化の不安定伝播を解析する際には、1) 相変化前後での力学エネルギーの変化を計算し、2) 熱力学第2法則が満足されることを保証することが必要である。

第1の点に関しては、相変化の境界での物理場、速度 ($\dot{u}_i$) と歪 (ϵ_{ij}) 応力 (σ_{ij}) の不連続性が問題となる。相の境界上の点と法線を s_i と ν_i とし、不連続量を $[\]$ で表わすと、変位の連続性から、 $[\dot{u}_j] = -\dot{s}_i [u_{j,i}]$ が成立する。また、2つの異なる相の間に表面張力が作用し境界に見かけ上 $\Pi \nu_i$ のトラクションが働く場合、運動方程式から、 $[\nu_i \sigma_{ij}] = -\rho \dot{s}_i \nu_i [\dot{u}_j] + \Pi \nu_j$ が成立する。ここで ρ は密度である。この2つの関係は物理場のジャンプ条件と呼ばれる。

第2の点では、熱力学第2法則を表わす Clausius-Duhem 不等式の扱いが問題となる。Gurtin は、相の境界に働くトラクション Π を用いて、Clausius-Duhem 不等式から

$$(\Pi + [U])V \leq 0 \quad (V = \nu_i \dot{s}_i) \quad (1)$$

を得ている。ここで、 U は相変化の前後で変化した単位体積当たりのエネルギーである。この不等式は相変化の前後でのエネルギーの保存とエントロピーの増加から導かれており、概略としては、内部エネルギーの変化

の伝播によるエネルギー変化 $[U]V$ よりも、トラクション Π による仕事率 ΠV が常に小さくなることを意味している（式(1)の導出については参考文献6）、また、相変化の不安定伝播に應用された場合は参考文献7)を参照）。さらに、Gurtinによると、 Π は境界の移動速度 V に依存するため、 $\Pi = \Pi_0 + \Pi_1 V + \Pi_2 V^2 + \dots$ とTaylor展開できる上に、不等式(1)が任意の V に対して成立するためには、 $\Pi_0 = -[U]$ 、 $\Pi_1 = 0$ 、 $\Pi_2 < 0$ を満足することが示されている。したがって、 Π に関して次の式を得る。

$$\Pi = -[U] - \beta V + \dots \quad (2)$$

ここで、 β は常に正の V に依存しない関数であるが、簡単のため定数と置かれる。

物質内の相変化の状態を適当にモデル化すると、ジャンプ条件は相の境界での境界条件となり、相変化を起こした部分と起こしていない部分の物理場を決定することができる。さらに、式(2)を利用すると、相変化の移動速度が算定される。したがって、相変化の不安定伝播の解析は、これらの付加的条件を持つ力学問題に帰着したことになる。この帰着は、ジャンプ条件と式(2)に現れるトラクション Π の導出によっている。 Π は2相間の表面張力に起因した力であり、曲率半径が r であれば $\Pi = c/r$ である。通常の長さの尺度では r が大きく、表面張力がもたらすトラクションは無視できる程小くなる。本論文は、地殻という比較的大きな長さの尺度の現象を対象としているが、Gurtinの理論との整合性を保ち、かつ、相変化の不安定伝播の問題をより一般的に扱うために、 Π を無視することはしない。

3 軸対称条件下での相変化の不安定伝播

相変化の不安定伝播を解析する最も単純なモデルとして、2次元平面軸対象状態を設定し、円形の相変化の核から中心を共有する円形状領域に相変化が伝播すると仮定する（図1参照）。このモデルは、相変化の不安定な伝播を上から見ることに対応するため、このモデルでは、弱面を形成するような特定の方向の伝播は考慮されず、核から周囲の物質に不安定に相変化が伝播する可能性のみを検討する。

簡単のため、材料は線形等方弾性無限体であり、準静的な微小変形状態にあることを仮定する。したがって、相変化の境界を除いて、微小変位の歪-変位関係、物体力と慣性力のない平衡式、線形弾性体の構成則が成立し、各時点毎に相変化の境界の位置が決まると、物理場は、その境界において強い不連続性をもつ境界値問題の解として与えられる。運動エネルギーが無視されるため、弾性歪エネルギーのみを力学エネルギーと考える。なお、物質は+相から-相に相変化し、それに伴ってによって弾性係数とポアソン比が E^+ と ν^+ から E^- と ν^- に変わる。

相変化が半径 s の領域に達した場合、 $r = s$ での境界条件は以下のようになる。

$$[u_r] = 0, \quad [\sigma_{rr}] = \Pi \quad (3)$$

ここで、2相間の表面張力の大きさを c とすると、曲率半径が s であるから $\Pi = c/s$ となる。一方、相変化に伴う内部エネルギーの変化を ΔU^p とすると、エネルギージャンプ $[U]$ は、 $[U] = [\sigma_{rr}\epsilon_{rr} + \sigma_{\theta\theta}\epsilon_{\theta\theta}]/2 + \Delta U^p$ として与えられる。なお、参考文献5)によれば、相変化によって弾性係数が変化する場合、弾性歪エネルギーの変化に ΔU^p を含むことが可能とされている。最後に、物質は常に遠方で拘束圧 σ^0 （圧縮を正）を受けていることを設定し、 $\sigma_{ij} = -\sigma^0\delta_{ij}$ を遠方での境界条件とする。

各時点での相変化を起こした領域の半径を $s = s(t)$ として、対応する境界値問題は解き $[U]$ が計算される。計算された $[U]$ を用いて式(2)の2項目までを取り、初期条件を $s = s_0$ と $\dot{s} = 0$ とすると、 s の時間変化に関する初期値問題が設定される（この解析により、相変化の不安定進行の定性的な特性を調べることが可能である^{5),7)}）。境界条件(3)から線形弾性体の境界値問題の解と U は解析的に与えられ、式(2)より次の $s(t)$ の支配方程式が得られる。

$$\frac{1}{E^+}((1+\nu^+)\sigma^{+2} - 2(1+\nu^+)\sigma^+\sigma^0 + 2\sigma^{02}) - \frac{1}{E^-}(1-\nu^-)\sigma^{-2} - \frac{c}{s} = \beta\dot{s} \quad (4)$$

ここで、 $\sigma^\pm$ は境界の前後での軸方向直応力であり、±相側の応力は

$$\sigma^+ = (1 + \frac{E^-}{E^+} \frac{1+\nu^+}{1+\nu^-})^{-1} (\frac{c}{s} + \frac{E^-}{E^+} \frac{2\sigma^0}{1-\nu^-}) \quad (5)$$

$$\sigma^- = \left(1 + \frac{E^-}{E^+} \frac{1 + \nu^+}{1 + \nu^-}\right)^{-1} \frac{E^-}{E^+} \left(-\frac{1 + \nu^+}{1 + \nu^-} \frac{c}{s} + \frac{2\sigma^0}{1 - \nu^-}\right) \quad (6)$$

として与えられる。

深層地震を例に相変化の不安定伝播の可能性を検討するため、地下 100km の岩盤を想定して、 $E^+ = 2.5 \times 10^{10}(\text{Pa})$ 、 $E^- = 1/1000E^+$ 、 $\nu^+ = \nu^- = 0.25$ 、 $\sigma^0 = -2.5 \times 10^9(\text{Pa})$ である。他の未知のパラメータ、 c 、 s_0 、 ΔU^P 、については、参考となる値がないため、1) 表面張力 c は、 $c = 1.0 \times 10^6(\text{N/m})$ から $c = 1.0 \times 10^8(\text{N/m})$ 、2) 核の初期半径 s_0 は、 $1.0 \times 10^{-2}(\text{m})$ から $1.0 \times 10^2(\text{m})$ 、3) 相変化に伴う内部エネルギーの変化 ΔU^P は、弾性歪エネルギーに比べ非常に小さくなるため 0 として設定した。なお、 $s = 1(\text{m})$ の時、 $|(c/s)/\sigma^0| \ll 1$ であり、設定された範囲の表面張力は計算結果にあまり変化を与えず、 $c = 1.0 \times 10^8(\text{N/m})$ を用いた時の結果を示してある。最後に、時間の尺度は、 $E^+ s_0 / \beta$ として与えることができるため、 β の値が倍になると、時間の尺度も倍になる。簡単のため、 $\beta = 1(\text{sec/m})$ とし、時間の尺度を $1(\text{sec})$ とした。したがって、結果に示されている時間の値に意味はなく、相対的な量を示す。

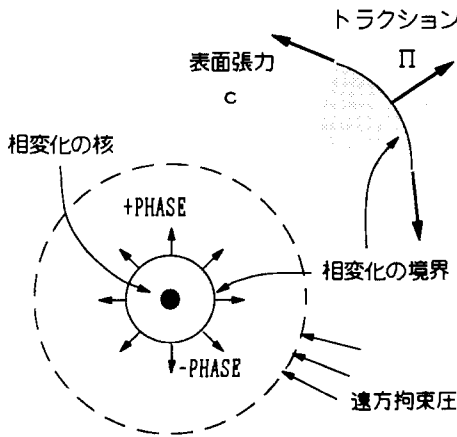


図 1：軸対称状態の相変化のモデル

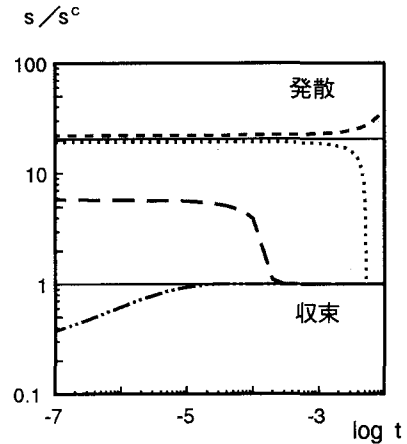


図 2：相変化を起こす領域の半径の時間変化

図 2 に、相変化の核の初期半径 s_0 の種々の値が与えられた時の、相変化を起こす領域の半径 s の時間変化を示す。縦軸は、相変態の進行が停止して s が収束する値 $s^c = 1.0 \times 10^{-2}(\text{m})$ で無次元化してある。図が示すように、相変化の核が s^c の約 20 倍より小さい場合、相変化を起こす領域は一定の大きさに収束するが、この収束半径は、材料の相変化による内部エネルギーの変化と変形に伴う力学エネルギーの変化が平衡する半径である。なお、初期半径が収束値より小さいと単調に成長収束値より大きいと単調に収縮する。一方、初期半径が $20s^c$ よりも大きい場合、相変化を起こす領域は時間とともに単調に増大していき、境界の半径は無限大に発散することになる。半径が不安定に大きくなる場合、歪自体が発散するため、計算されるエネルギー自体過大評価される可能性が高い。したがって、半径無限大に至る不安定伝播の妥当性はさておき、上記の結果は、適当な条件下では発生した相変化が急速に伝播する可能性があることを示すと思われる。

拘束圧が増大する場合、歪エネルギーが大きくなるため、不安定な伝播を起こし始める初期半径の限界が小さくなることが予想される。そこで、 σ^0 の大きさを変えて、収束半径や不安定伝播の限界を調べたところ、拘束圧が高いほど不安定伝播が起こりやすいことが確かめられた。横軸に初期半径、縦軸に拘束圧を取ると、相変化を起こす領域の半径が収縮する範囲と発散する範囲は図 3 に示すようになる。拘束圧が 15% 程度の歪に対応する限界値を越えると、初期半径によらず相変化が不安定に伝播する結果が得られた。なお、図 3 の初期半径はこの限界の拘束圧時の収縮する最大の初期半径 s_0^* で、拘束圧は E^+ で無次元化してある。

相変化の不安定伝播に関する核の初期半径と拘束圧の影響を考慮するため、 $E^-/E^+ \ll 1$ と近似して、 $s(t)$ の支配方程式 (4) を次のように書き換えた。

$$(1 + \nu^+)p^2 - 2(1 + \nu^+)p\epsilon^0 + 2(\epsilon^0)^2 - \frac{c}{E^+s} = \frac{\beta}{E^+}\dot{s} \quad (7)$$

ここで、 $p = \sigma^+ / E^+$ と $\epsilon^0 = \sigma^0 / E^+$ である。この微分方程式の左辺を $f(p, \epsilon^0)$ と置くと、 f は p に関して2次式であり、その判別式は ϵ^0 のみの関数 $D(\epsilon^0)$ となる。 $D(\epsilon^0) > 0$ とする ϵ^0 に対しては、 $f > 0$ より s が増加する領域と $f < 0$ より s が減少する領域に別れる。 $\partial p / \partial s < 0$ より、 s の増加／減少は p の減少／増加となる。よって、 $f(p, \epsilon^0) = 0$ の解を p_1 と p_2 とする ($p_1 < p_2$) と、初期値 s_0 に対応する p_0 が p_1 より大きければ、相変化は p_2 の解に対応する半径に収束する。逆に p_0 が p_1 より小さければ、相変化は $p = 0$ に対応する半径無限大に発散する (図4参照)。一方、 $D(\epsilon^0) < 0$ とする ϵ^0 に対しては、常に $\dot{s} = f(p, \epsilon^0) > 0$ であるため、相変化の半径は初期値によらず発散することになる (図4参照)。なお、 $D = 0$ とする ϵ^0 の値は、全ての初期半径の相変化の核から不安定伝播が起こり始める拘束圧に対応している。すなわち、拘束圧がこの値を越える場合には、どのような大きさの相変化の核が発生しても、相変化は不安定に伝播する。

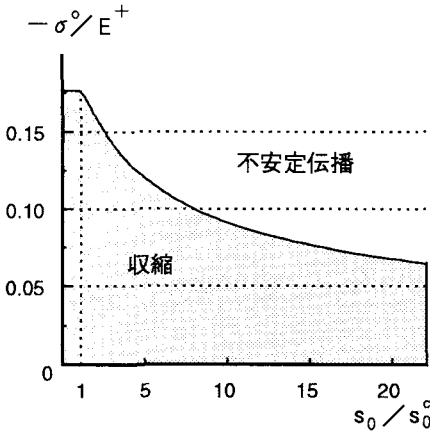


図3：初期半径と拘束圧の影響

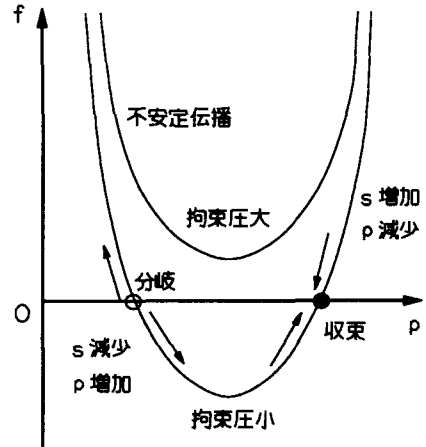


図4：相変化の不安定伝播と収束

4 平面歪状態下での相変化の不安定伝播

相変化の不安定伝播の可能性が示唆されたため、2次元平面歪状態を設定して、相変化が特定の方向に伝播する可能性を検討する。相変化の核は円筒状とし、楕円筒の領域に相変化が伝播することを仮定する (図5参照)。なお、相変化が広がる形状は楕円筒とは限らないが、解析の目的が特定の方向への伝播の検討であるため、この仮定を設けることで力学問題を簡略なものとした。前章と同様、準静的過程、微小変形、等方線形弾性を仮定し、材料全体は遠方で拘束圧 σ^0 を受けているものとする。

対称性により、楕円筒の長軸と短軸は軸の方向のみに伸びることになる。したがって、楕円筒の長軸と短軸の長さを $a = a(t)$ 、 $b = b(t)$ として、 a と b の初期値問題を解くことにする。式 (2) より支配方程式は、

$$\frac{c}{A} - [U_a] = -\beta \dot{a} \quad \frac{c}{B} - [U_b] = -\beta \dot{b} \quad (8)$$

ここで、 $A = b^2/a$ と $B = a^2/b$ は長軸と短軸の曲率半径、 $[U_a]$ と $[U_b]$ は、長軸と短軸端の相境界での内部エネルギージャンプである。初期条件は、 $a(0) = a_0 + \delta a$ 、 $b(0) = a_0$ 、 $\dot{a}(0) = \dot{b}(0) = 0$ である。微小な擾乱 $\delta a/a_0 \ll 1$ は、境界条件及び初期状態の軸対称を乱すために導入されている。これは、例えば、相変化の核の形状の微小なずれ等によって、軸対称条件が若干乱れることを想定している。

各時間 t での $a(t)$ と $b(t)$ に対して設定される2相の弾性境界値問題を厳密に解くことは難しい。これは、相の境界面のトラクションは不連続になり、不連続量は曲率半径によって変化するためである。したがって、トラクションを次のように近似する。長軸と短軸の方向を x_1 と x_2 とすると、対称性により両軸でのトラクションのジャンプは x_1 と x_2 方向を向き、 c/a と c/b となる。したがって、 $\Pi_{11} = c/a$ 、 $\Pi_{22} = c/b$ 、 $\Pi_{12} = \Pi_{21} = 0$ 、として与えられる2階のテンソル Π_{ij} と法線ベクトル ν_i を用いて、各点でのトラクションのジャンプを $\nu_i \Pi_{ij}$ と近似する。この近似は、 a と b の値が近い時や、両軸の近くでは精度が高い。

2つの相の境界に働く未知のトラクションを $\nu_i \sigma_{ij}^-$ と $\nu_i \sigma_{ij}^+$ とすると、各相の物理場は一意的に決定されるため、トラクションのジャンプの近似により、2つのテンソル $\sigma_{ij}^\pm$ はジャンプ条件より決定される。 $[u_i] = 0$ と $[\nu_i \sigma_{ij}] = \nu_i \Pi_{ij}$ より決定される。なお、-相の応力場は σ_{ij}^- で一定になり、+相の応力場は、一様の遠方応力を受ける無限体に内部応力を受ける楕円孔がある問題の解として、解析的に計算される。この結果、式(8)の $[U_a]$ と $[U_b]$ を求めることができる。

楕円状相変化の数値解析にあたって、材料定数は前章と同じものを用いた。図6に、相変化の核の初期半径を0.1、1、10(m)とした場合の長軸の時間毎の変化を示す。前章と同様、初期半径が小さい場合、相変化を起こす領域は縮小するが、初期半径がある程度大きい場合、相変化を起こす領域が増大することになった。さらに、相変化を起こす領域が増大する際、長軸の進行速度 $\dot{a}$ は短軸の進行速度 $\dot{b}$ より遥かに大きくなり、 b/a が0.5付近で $\dot{a}/\dot{b}$ は $10^{1\sim 2}$ となる。したがって、相変化が特定の方向に急速に伝播する可能性が示唆されている。

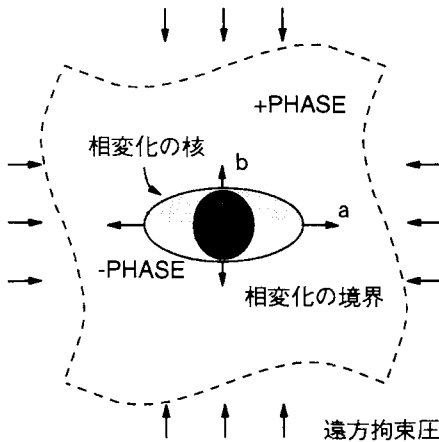


図5：平面歪状態の相変化のモデル

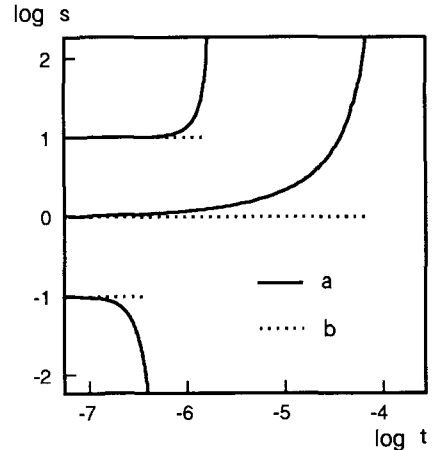


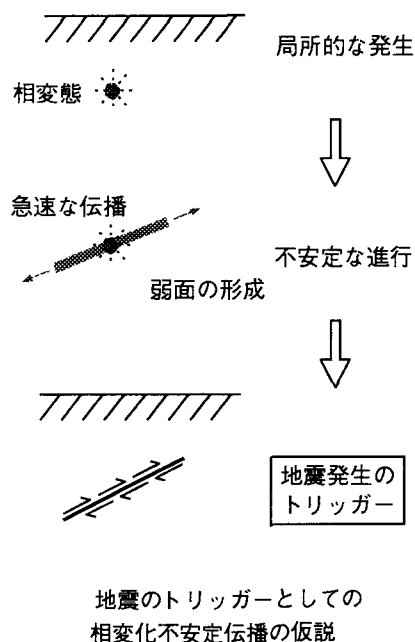
図6：長軸 a と単軸 b の時間変化

本論文では、相変化の領域は楕円形であるという仮定と、トラクションのジャンプを $\nu_i \Pi_{ij}$ とする近似を設けることで、2相弾性体境界値問題を解析的に解いている。この仮定は実証することが難しく、また、近似の精度も高くないため、時間の経過とともに相変化が伝播し偏平な楕円形となった状態では、境界値問題の解は正確でない。特に、長短軸が大きくなるとエネルギーが過大評価されるため、無限大に至る相変化の不安定伝播が起こることは疑問が残る。しかし、相変化の領域が初期の段階では、相変化を円や円に近い楕円とすることは妥当と思われ、また、トラクションのジャンプの近似は誤差が小さい。長軸が一旦進行を始めると、応力や歪が先端部に集中するため進行速度が激しく増加し、その結果、相変化を起こす領域が急速に偏平な形となる。したがって、上記の仮定や近似には問題があるものの、円筒の核から若干の擾乱によって、エネルギージャンプの差によって、特定の方向に不安定に相変化が伝播する可能性があることは示されている。

補：地震発生のトリIGGERとしての相変化

平衡状態での物質の相変化は、通常、温度・圧力・濃度等の状態量に支配される。しかし、地殻内物質の不均一性を考えると、広い領域の物質が一樣かつ平衡状態で相変化を起こすことは難しく、何らかの原因で1箇所相変化が発生すると考える方が自然である。第2章で述べたように、相変化に伴って変形や運動が変わってエネルギーの収支が許す場合、周囲の物質も相変化を起こし、この結果、相変化は伝播することになる。この過程でも、全ての方向に均等に相変化が伝播するよりも、特定の方向にのみ相変化が伝播するほうが、相の境界の変形の集中が増加するため、歪エネルギーが高くなり相が変化しやすくなる。さらに、相変化によって物質の剛性や強度が低下するのであれば、相変化が特定の方向のみに伝播し、偏平な領域の相が変化する場合、偏平な領域は周囲よりも弱くなるため、滑りや破壊が発生する可能性の高い弱面となりうる。したがって、地

震のトリIGGERとなるのは、1箇所から発生した相変化が特定の方向のみに伝播することと予想される（右図参照）。地殻内の相変化の実測や岩石供試体を用いた実験観察が困難であるため、上記の仮定、1) 地殻内の物質に相変化が局所的に発生、2) 周囲の物理場の乱れによる相変化の伝播、3) 相変化を起こした領域での弱面の形成、を裏付けるものはあまりない。しかし、地殻内では物質が均一ではないことや、地震が地殻内の面での滑りとしての観測されることを考えると、1)と3)の仮定は、それほど現実離れしたものではないであろう。相変化が地震発生のトリIGGERとなりうるかは、2)の仮定の妥当性にかかっている。弱面を形成するように相変化が特定の方向に伝播していくか否かは、相変化を伴う力学現象であるため、本論文で示されたように応用力学的アプローチによって伝播の可能性を示唆することは重要であろう。今後、実験による実証を含む研究が必要と思われる。なお、仮定されている相変化によって形成される弱面は地震発生のトリIGGERにすぎないことは注意すべきであろう。例えば、プレートの境界において相変化による弱面が形成される場合、境界でのより大規模な滑べりが誘因するようなトリIGGERとなる比較的小規模な滑べりがその弱面で起こることが想定されている。



参考文献

- [1] 笠原順三, 大野一郎, 飯田汲事. 地震発生についての相転移論, 地震 2, 第 22 巻, 1969, 201-209.
- [2] Hiroo Kanamori. Mantle Beneath the Japanese Arc, Phys. Earth Planet. Interiors 3, 1970, 475-483.
- [3] D. J. Woodward. Stresses due to phase changes in subduction zones and an empirical equation for the mantle, Geophys. J. R. astr. Soc., 50(1977), 459-472.
- [4] 後藤和彦, 浜口博之. 島弧下にもぐりこむプレート内部の熱応力分布と相転移に伴う応力分布の特徴, 地震 2, 第 36 巻, 1983, 31-41.
- [5] Rohan Abeyaratne, James K. Knowles. Kinetic Relations and the Propagation of Phase Boundaries in Solids, Arch. Rational Mech. Anal., 114(1991), 119-154.
- [6] Morton E. Gurtin, Allan Struthers. Multiphase Thermomechanics with Interfacial Structure 3. Evolving Phase Boundaries in the Presence of Bulk Deformation, Arch. Rational Mech. Anal., 112(1990), 97-160.
- [7] 亀田 敏弘. 相変態の不安定進行に関する基礎的研究（東京大学大学院、修士論文）, 1993.

（1993年9月16日受付）