

物理的側面からみた水圧破碎の総説

中島善人¹⁾

1. はじめに

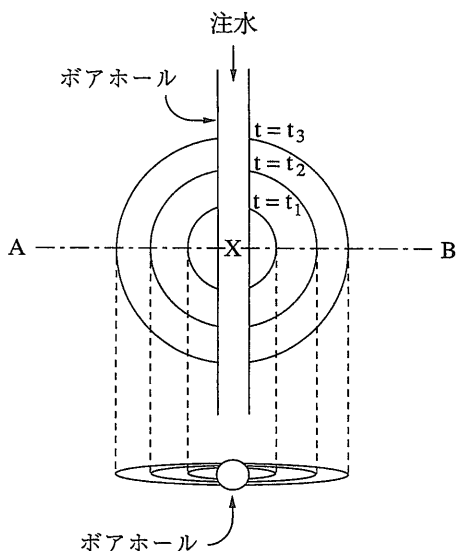
水圧破碎(hydrofracturing または hydraulic fracturing)とは、流体に充填された割れ目(クラック)が岩石中を伝播する現象である。流体は、必ずしも水である必要はなく、非ニュートン粘性を示す高分子の溶液、マグマ、泥、熔融した鉄、空気の場合もある。また、クラックは、クラック内部に流体を宿す必要があるため、モードIすなわち開口形変形(岡村, 1976, pp. 19-21)の成分を含んでいなければならない。

水圧破碎は、石油工学, 地熱工学, 地質学, 地球惑星物理学, パターン形成の物理学, という多方面で研究対象となっている。本論文は、水圧破碎をクラック伝播の物理という視点でまとめた総説である。まず2.で、水圧破碎が登場する分野を紹介する。次に3.で、すべての水圧破碎に共通する物理過程を取りだして解説する。4.では、一部の水圧破碎だけに現われる特殊な物理効果について論じる。最後に5.で、今後の展望をのべる。本論文は、物理的視点に立っているため、工学的および地球科学的記載は、最小限にとどめる。

2. 水圧破碎が登場する分野

水圧破碎が登場する分野を紹介しよう。工学的(人工的)におこなわれる水圧破碎, 自然界で起こる水圧破碎, 現代物理学の対象としての水圧破碎, の順で紹介する。

人工的に野外でおこなわれる水圧破碎の略図を第1図に示す。地上からボアホールを掘り、ポンプを使って、流体をボアホールの中に強制的に注入する。その結果、流体の高い圧力に駆動されて、岩石の引っ張り破壊が起こり、クラックが伝播する。伝



第1図 人工的に野外でおこなう水圧破碎の略図。上は鉛直断面図で、下はABの線で切った水平断面図。水平断面図においては、クラックの厚さは誇張して描いてある(実際は、クラックの厚さはボアホールの直径に比べて桁違いに小さい)。地上から鉛直下方に穴を掘り、そのボアホールに水を注入し続ける。パッカー等を使って、点Xからしか水が岩石中へ侵入しないように、ボアホールを調整してある。その結果、点Xをポイントソースとして、水に充填されたクラックが、時間とともに同心円状に伝播していく。3つの時刻 t_1, t_2, t_3 (ただし $t_1 < t_2 < t_3$) における、クラックの形を示してある。実際は、(i)ボアホールの有限幅の区間から水が注入されることが多く(したがってラインソース), (ii)水は鉛直上方に向かう性質があるうえ(これは水の浮力が原因), (iii)岩石物性(破壊強度と弾性定数)の不均質性があるので、必ずしも同心円状に伝播するわけではない。

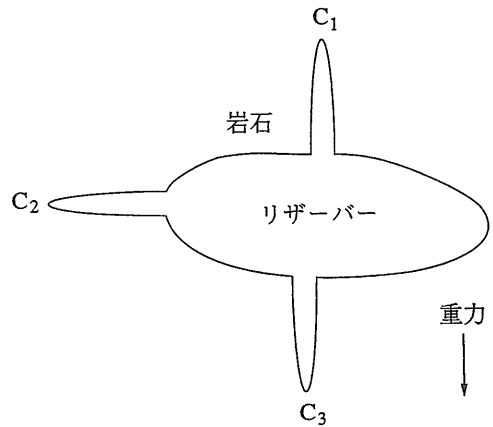
播するクラックの後ろを追って、流体も移動する。ポンプの圧力を下げて流体の注入をやめれば、形成されたクラックは閉じようとする。しかし、岩石が破

1) 筑波大学理工学系
(現在は東京大学理学部地質学教室)

キーワード: 水圧破碎, クラック伝播, 破壊, 流体移動

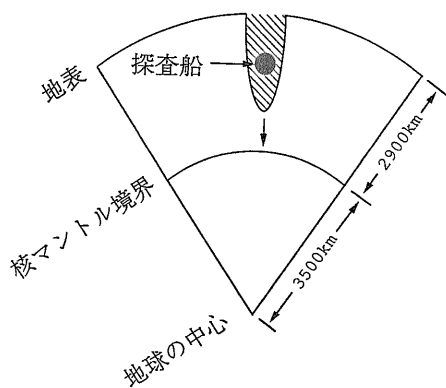
壊前の状態に完全に戻ることにはない。地表付近の低い温度のもとでは、クラックの癒着(healing)は起こらないからである。そのため、水圧破碎作業の終了後も、クラック面内での流体の移動度は高いままである。したがって、水圧破碎で形成されたクラックは、岩石の浸透率を飛躍的に上昇させる。一方、石油工学においては、「浸透率の低い貯留岩の中に存在する石油をいかに効率良く油井から回収するか?」が、非常に重要な問題となっている。そこで、油井の生産能力を上げるために、石油の貯留岩に対して水圧破碎がしばしば行われている(Veatch, 1983)。使用される流体は、必ずしも水ではなく、非ニュートン粘性を示す高分子の溶液の場合もある。水圧破碎の研究が質量ともに最も充実しているのは、この石油工学の分野である。また、地熱工学においては、地下水系が発達していない高温岩体に対して水圧破碎をおこなう(湯原ほか, 1989)。これは、地下水系が未発達(つまり浸透率が低い)高温岩体から地熱エネルギーを取り出すために、水圧破碎で岩石の浸透率をあげるのが目的である。さらに、地殻応力の測定においても、ボアホールを使った人工的な水圧破碎がおこなわれている。一般に、水圧破碎で形成されるクラックは、地殻の広域応力場に影響される(たとえばクラック面は、広域応力場の最小主応力軸に垂直に配向しようとする)。したがって、ボアホール中の水圧の値や、クラックの配向方向などがわかれば、ボアホールのある場所での応力テンソルのすべての成分が観測可能である(水田・林, 1989)。

自然界で起こる水圧破碎の略図を第2図に示す。第1図との本質的な違いは、第1図のボアホールの代わりに、第2図では、天然のリザーバーから流体の注入が行われている点である。流体に充填されたクラックの伝播は、伝播方向への流体の移動を意味する。したがって、水圧破碎は、地球内部での流体移動のメカニズムとして重要である。たとえば、昇温期変成作用では、含水鉱物の分解によって水が生成される。生成された水は、岩石より低密度なので、地上に向かって地殻やマントル中を上昇する。この水の移動メカニズムの一つとして、水圧破碎が有力視されている(Brenan, 1991; Ferry, 1994; Rumble, 1994)。この場合は、リザーバーは、水に浸された多孔質な岩石である。水は岩石より低密度



第2図 自然界で起こる水圧破碎の略図。地下にある流体のリザーバーからまわりの岩石中に向けて、2次元(紙面に垂直方向に無限に伸びているという意味で2次元)クラックが伝播している。代表的なクラックの伝播方向を3つ示した。C₁は鉛直上方にむけて、C₂は水平にむけて、C₃は鉛直下方にむけて、それぞれ伝播するクラックである。この図では、簡単のため、2次元の平面クラックしか描いてない。しかし、実際はリングダイクやコーンシートという平面的でないクラックもありうる(小出, 1982)。

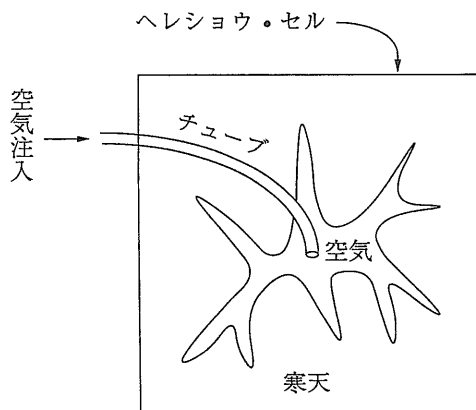
なので、上向きの浮力が作用する。したがって、リザーバーから鉛直上方にクラックは伝播するであろう(第2図のC₁)。また、堆積盆(Hunt, 1990; Ortoleva, 1994, pp. 384-405)や付加体(Moore and Vrolijk, 1992)でも、水圧破碎による水移動が起こっている。さらに、付加体については、泥インジェクション(脇田, 1993)や、マッドダイアピルの周辺での岩床状の泥の貫入(Brown and Westbrook, 1988)が報告されている。したがって、流体が泥の場合の水圧破碎が、付加体で起こっている可能性がある。また、火山学では、岩脈(第2図のC₁, C₃)や岩床(第2図のC₂)の形成メカニズムとして、水圧破碎は重要である(Lister and Kerr, 1991)。この場合は、水圧破碎を起こす流体はマグマであり、リザーバーはマグマ溜まりである。さらに、水圧破碎は、地球の初期進化におけるコア・フォーメーション(熔融した鉄がプロトコアを排除して、地球の中心を占めるようになる現象)の過程でも起こった可能性がある(Stevenson, 1981)。この場合は、水圧破碎を起こす流体は熔融した鉄であり、破壊される岩石はプロトコアである。また、鉄はプロトコアより高密度なので、クラックは、負の浮力に駆動されて鉛直下方



第3図 コア・プロジェクトの概念図。地表から、鉄を主成分とするメルト(斜線部)を注入する(メルトには、硫黄や炭素などの軽元素を意図的に混入させて、凝固点をマントルの温度より下げている)。注入されたメルトは、負の浮力に駆動されて、コアに向かって、岩石を破壊しつつ降下する。形成されたクラックの中を探査船(黒丸)が降下していき、岩石のサンプリングなどの探査活動を行う。

に伝播する(第2図のC₃)。キンバライトマグマの高い上昇速度(10–30 m/s; Spera, 1984)からわかるように、水圧破碎は、岩石中を高速で移動する手段として優れている。そこで、水圧破碎を利用して、地殻・マントル中を地底探査船が高速で移動し、コア(地下2900 km以深)までの直接探査をおこなうことが計画されている(中島, 1992)。その計画(コア・プロジェクト)では、地殻の鉄鉱石を精錬して鉄のメルトを作り、それを水圧破碎で地球のコアに送り込むことを提案している(第3図)。したがって、コア・プロジェクトは、小規模なコア・フォーメーションを人工的に実施することを意味する。

水圧破碎で生じるクラックは、フラクタル的な枝分かれのある複雑なパターンを示すことがある。このため水圧破碎は、パターン形成の物理学においても研究されている。たとえば、ヘレシヨウ・セル(たがいになわずかな距離だけ離れた、2枚の透明な平行平板; フェダー, 1991, pp. 43–51)の中の寒天に空気を注入する実験がある(Yoshino and Hirata, 1992; 平田・吉野, 1995)。寒天は、岩石のアナログ物質であり、粘弾性的にふるまう。寒天のレオロジカルな挙動が弾性体に近いとき、クラックの形は、従来の水圧破碎で良く知られている、枝分かれない、平面的な形状になる。しかし、寒天のレオ



第4図 Visco-elastic fingeringの略図。ヘレシヨウ・セルの中央に穴をあけ、そこからチューブで空気を強制的に注入する。注入された空気は、寒天を押しのけて、ヘレシヨウ・セルの中を進む。寒天のレオロジカルな挙動が粘性流体に近くなると、クラックは、枝分かれを繰り返しながら伝播する。結果として、複雑な形状の、空気と寒天の界面が形成される。

ロジカルな挙動が粘性流体に近くなると、クラックは、枝分かれをおこしつつ伝播するという複雑な破壊パターン(この現象を visco-elastic fingering という)を示す(第4図)。したがって、この実験は、岩石の粘弾性がクラックの形状に重大な影響を及ぼすことを示唆している。ただし、粘弾性は、枝分かれが起きるための必要条件ではない。たとえば岩石が完全な弾性体であっても、不均一性が高ければ、クラックは枝分かれを起こしつつ伝播することが分かっている(Tzschichholz and Herrmann, 1995)。

3. すべての水圧破碎に共通な物理過程

水圧破碎はいろいろな分野に登場し、関与する物理過程も分野によって異なる。ここでは、すべての水圧破碎に共通な物理過程にしばって解説する。

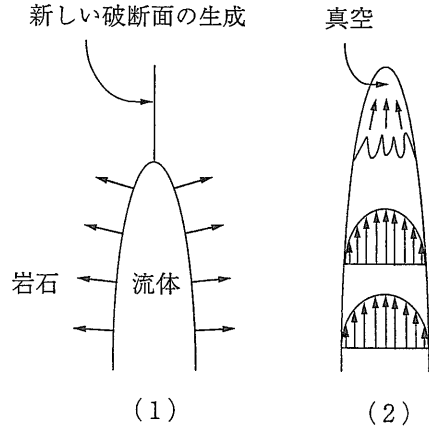
水圧破碎の問題は、次のように一般化して表現できる。「岩石中のある箇所(たとえば第1図の点X)に、小さいクラックをあらかじめ作っておく。その小さいクラックに、流体を強制的に注入し続ける。この流体注入によってクラックは、時間とともに岩石中を伝播し3次元的に成長する。このとき、クラックの形と大きさ(つまり流体と岩石の境界の位置)、クラック内部の流体の速度分布と圧力分布を

時間の関数として計算せよ。ただし、岩石中の広域応力場、岩石の物性(破壊靱性と弾性定数と密度)、流体の物性(粘性係数と密度)は既知である。また、注入箇所(第1図の点X)での流体の圧力、あるいは流体の注入速度も時間の関数として与えられているものとする。」

水圧破碎は、基本的に、次の2つの物理素過程からなる(第5図)。(1)岩石の破壊と変形:まず、クラック内部の流体の過剰圧力によって、クラックがモードIの弾性変形をする。過剰圧力とは、クラック内部の流体の圧力と、その広域応力場が作り出す最小主応力との差である。この過剰圧力が、クラック先端の応力拡大係数を上昇させ、クラック先端での岩石の引っ張り破壊をひきおこす。(2)クラックの中の流体の移動:引っ張り破壊が起きてクラックが開くと、クラックの先端に真空の(または流体の飽和蒸気圧程度の低い圧力値をしめす)部分がでる。その低圧部分をめざして、流体が、圧力勾配に駆動されてなだれ込む。(1)と(2)のプロセスは、短い時間間隔でスイッチするので、マクロに見れば、定常的なクラック伝播が起こっているように見える。

水圧破碎の特徴は、(2)のプロセスが全体を律速する点にある。もしも、流体が関与しない、単なるクラックの伝播(たとえば地震の震源過程)ならば(2)のプロセスは除外され、その結果、クラックは固体の弾性波速度の数10%という高速で伝播してしまう(小林, 1993, pp. 53-56)。しかし、水圧破碎では、粘性流体がクラックの狭いすき間をぬって移動するのに非常に時間がかかるので、(2)のプロセスが全体を律速するようになる。その結果、水圧破碎におけるクラックの伝播速度は、岩石の弾性波速度より桁違いに小さくなる。

上の問題を解くためには、2つの素過程(1)-(2)をモデル化する必要がある。以下にそのモデル化の手法をのべる。(1)は、線形破壊力学でモデル化するのが、現在の主流である(Mendelsohn, 1984ab)。線形破壊力学は、無限小変位の線形弾性論に、Griffithのクラック進展のエネルギー論的考察を組み合わせたものである(岡村, 1976; 小林, 1993)。それによると、クラック先端の応力拡大係数が、岩石に固有なある値(破壊靱性という)を越えると、岩石が破壊を起こしてクラックが伝播する。岩石の破



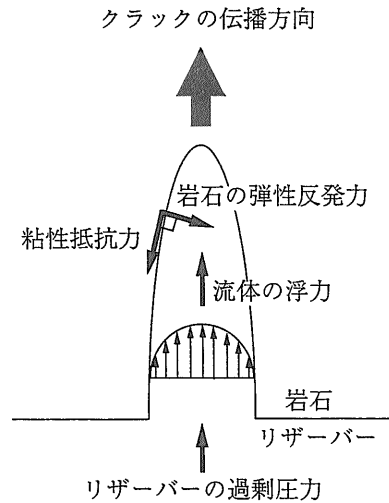
第5図 水圧破碎の2つの素過程。(1)クラック内部の流体の過剰圧力(矢印)が、クラックを押し広げる。その結果、先端で破壊が起こり、クラックが微小量だけ進展する。(2)先端にできた真空部分へむけて、流体が殺到する。ただし、流体の蒸発のせいで、クラック先端は真空でなく、流体の飽和蒸気圧程度の低い圧力値を示す可能性もある。クラックの2ヵ所の断面における、流体の放物線的な速度分布(矢印)も示してある。(1)-(2)の連続的な繰り返しによって、クラックは伝播する。

壊靱性のデータは、Atkinson(1984)や Atkinson and Meredith(1987)にまとめてある。そのデータは、室内での岩石破壊実験に基づいたものである。クラックは、クラック内部に流体を宿す必要があるため、モードIすなわち開口形変形(岡村, 1976, pp. 19-21)の成分を含んでいなければならない。したがって、最も単純な水圧破碎モデルでは、モードIのみの引っ張り破壊を想定している(この想定はクラックがまっすぐ成長するための必要条件である)。本論文も、これ以降は、この想定に立った水圧破碎モデルにしぼって、解説している。しかし、たとえば第1図の状況を考えてみよう。ポアホールの表面の岩石には無数のちいさな preexisting クラックが存在する。そのうち最も不安定な(たとえば最も長い)preexisting クラックが、流体の注入を受けて、同心円状の伝播を開始する。つまり、水圧破碎のクラックが伸びる方向は、preexisting クラックに支配されている。最も不安定な preexisting クラックの向きはランダムである。したがって、水圧破碎によって伸びるクラック平面の法線ベクトルは、かならずしも広域応力場の最小主応力軸に一致しない。その時は、最小主応力軸に一致するよう

に、クラックは伝播方向を変更する。その結果、クラックは湾曲し、平面状でなくなる(水田・林, 1989)。このようなクラックの湾曲した伝播を考慮する時は、モードⅡやⅢの成分をモデルに組み込む必要がある(Mendelsohn, 1984b)。また、線形破壊力学では、岩石の塑性変形や摩擦によるエネルギーの散逸を無視している。線形破壊力学は、ガラスのような均質な固体の脆性引っ張り破壊によくあてはまる理論であるが、不均質な物質である岩石にもある程度適用できることが分かっている。しかし、岩石の不均一性が大きくなると、クラック先端での非弾性効果により、エネルギーの散逸が無視できないくらい大きくなる。その結果、線形破壊力学が適用できなくなる可能性がある(詳細は5.)。

(2)は、レイノルズ方程式(岡本ほか, 1990, pp. 90-97)に代表される、潤滑理論(狭いすき間を流れる粘性流体の力学)でモデル化するのが妥当である(Mendelsohn, 1984ab)。なぜならばクラックは、長さに比べて厚さが著しく小さいからである。その結果、クラック中の流れは、ニュートン流体の層流に対しては、平面ポアズイユ流で近似されることになる。また、流速分布は、放物線的になる(第5図(2))。レイノルズ数が数千を越えると流れは乱流になるが、そのときは乱流用の潤滑理論の式を採用すればよい(Emerman et al., 1986; Lister, 1990)。また、非ニュートン流体である冪乗則流体の層流に対する潤滑理論も確立している(Geertsma and Haafkens, 1979; Desroches et al., 1994)。潤滑理論には、流体のまわりの固体(水圧破碎の場合は岩石)の弾性変形も取り入れた理論(弾性流体潤滑; elastohydrodynamic lubrication)が既にある(岡本ほか, 1990, pp. 110-114)。したがって、破壊のプロセスを除けば、水圧破碎は、弾性流体潤滑理論とまったく同じ定式化になる。

水圧破碎は、数学的には、移動境界問題あるいは自由境界問題(河原田, 1989)に分類される。クラック(つまり流体と岩石の境界)が時間とともに移動するからである。一般に、移動境界問題は、境界条件の処理が困難なので、解析的に解くことは非常に難しい。さらに水圧破碎については、特異性(クラック先端における、岩石中の応力の発散と流体圧力の発散)の問題も現われる。しかし、幸いなことに、特殊な場合(たとえばクラックへの流体注入速度が



第6図 鉛直上方に伝播している2次元クラック(第2図の C_1 に相当)に作用する4つの力(太い矢印)。クラックは、紙面に垂直方向に無限に伸びている。流体は岩石より低密度と仮定しているため、流体の浮力は上向きである。クラックのある断面における、流体の放物線的な速度分布(細い矢印)も示してある。

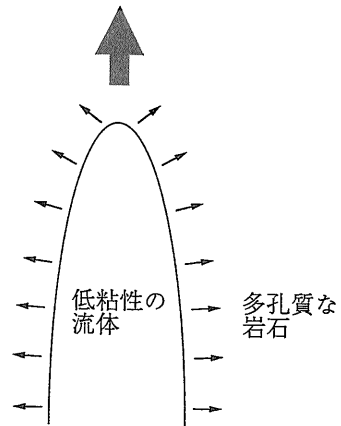
時間の冪で与えられている場合)については、解析的な解(相似解)がいくつか発見されている(Spence and Sharp, 1985; Lister, 1990; Gordeyev and Zazovsky, 1992; Rubin, 1995)。

水圧破碎には、次の4つの力が関与する：(i)リザーバーの過剰圧力、(ii)流体の浮力、(iii)岩石の弾性反発力、(iv)粘性抵抗力の4つである。リザーバーから鉛直上方に伝播する2次元クラックについて、その4つの力を図示した(第6図)。(i)は、第2図のリザーバー(あるいは第1図のボアホール)中の流体のもつ過剰圧力(リザーバーの流体圧力と、そこの広域応力場が作り出す最小主応力との差)である。(ii)は、クラック内部の流体のもつ浮力である。浮力は体積力なので、その大きさは、クラックの体積に比例する。(iii)は、クラックのモードⅠの破壊・変形に対する、岩石の弾性反発力で、クラックを閉じるように作用する。一般に、水圧破碎では、クラック先端での応力拡大係数は、岩石の破壊靱性に等しい(Lister, 1990; Lister and Kerr, 1991; Desroches et al., 1993)。その結果、弾性反発力は、破壊靱性が大きいほど大きくなる。(iv)は、クラック中のポアズイユ流によってクラック壁に発生する、粘性抵抗力である。水圧破碎におけるクラックの伝播

は、ゆっくり進む(伝播速度は、岩石中の弾性波速度より桁違いに小さい)。したがって、線形弾性論の運動方程式と、流体力学のナビエ・ストークス方程式において、慣性項は無視できる。その結果、クラックは、(i)-(iv)のあいだの釣り合いを保ちながら伝播することになる。

(i)-(iv)の力を、クラック伝播の駆動力と抵抗力に分類してみよう。(i)の力は、流体を高い圧力で強制的にクラックの中に注入する力であり、クラック伝播の駆動力である。(ii)の浮力は、場合によって抵抗力にも駆動力にもなる。たとえば、流体が岩石より低密度の場合を考えよう。このとき流体は、浮力によって鉛直上方に向かおうとする。したがってこの場合、浮力は、鉛直上方への伝播(第2図のC₁の場合)に対する駆動力となり、鉛直下方への伝播(第2図のC₃の場合)に対する抵抗力となる。また、クラックが水平方向に伝播するとき(第2図のC₂の場合)は、浮力は作用しない。一方、(iii)は岩石の破壊に対する抵抗力で、(iv)は流体移動に対する抵抗力であり、いずれもクラック伝播の抵抗力として作用する。浮力は、体積力なので水圧破碎の始めのころ(つまりクラック体積が小さいあいだ)は、無視できるほど小さい。したがって、水圧破碎の始めのころは、クラック伝播の主要な駆動力は(i)であり、主要な抵抗力は(iv)である(Geertsma and Haafkens, 1979; Spence and Turcotte, 1985)。しかし、時間がたち、クラック体積が大きくなると、浮力が重要になってくる(Lister, 1990; Nakashima, 1993a; Nakashima and Toriumi, 1995)。また、クラック伝播の抵抗力については、(iv)にくらべて(iii)は無視できる場合が多いことが分かっている(Lister, 1990)。このことは、狭いすき間(クラック)に粘性流体を強制的に注入するのに必要な力にくらべて、岩石を破壊するのに必要な力は、無視できるほど小さいことを意味する。したがって、新鮮な岩石を割りながら伝播するクラックと、癒着していない断層面に沿って伝播するクラックは、伝播速度やクラックの平均的な厚さなどの量は、まったく同じになる(Spence and Turcotte, 1985)。ただし、流体注入速度が非常に小さいか(Mastrojannis et al., 1980; Huang and Kim, 1993)、クラック体積が非常に小さい時(Nakashima, 1993b)は、破壊靱性に起因する(iii)の力は無視できない。

クラックの伝播方向

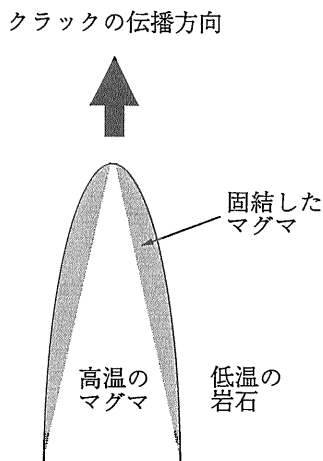


第7図 低粘性の流体を水圧破碎に使用すると、クラックのまわりの岩石に向かって、大量の流体が浸透流(細い矢印)で漏れる可能性がある。

4. 一部の水圧破碎に現われる物理過程

ここでは、一部の水圧破碎で効いてくる特殊な物理効果について解説する。まず、水圧破碎で使用する流体が、水のような低粘性流体で、かつ岩石が多孔質で浸透率が高いときを考えよう。このとき、クラック壁の両側から浸透流によって、無視できない量の流体が漏れる可能性がある(第7図)。流体の漏れの効果は、岩石の浸透率、流体の粘性、間隙水圧(岩石の空孔を占める流体の圧力)が lithostatic か hydrostatic か、に強く依存することが分かっている(Geertsma and Haafkens, 1979; Gordeyev and Zazovsky, 1992; Nakashima, 1995)。また、流体の漏れは、単に「リザーバーからクラックへ注入された流体の量と、クラックの体積が一致しない」という質量保存の効果以外に、poroelasticity という重要な効果を引き起こす(Boone et al., 1991)。Poroelasticity とは、間隙水圧の、岩石の弾性変形への効果である。クラックからの流体の漏れが大きいほど、poroelasticity の効果で、クラックの開口量(厚さ)が小さくなる。潤滑理論(たとえばポアズイユ流)によると、開口量が小さくなると、流体がクラック中を動きにくくなる。その結果、クラックの伝播速度が低下したり伝播が停止する可能性があるので、poroelasticity の効果は重要である。

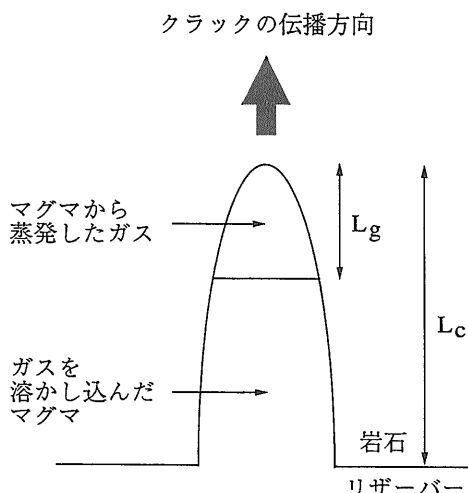
次に、岩脈や岩床の形成過程を考えよう。マグマの凝固点は、まわりの岩石の温度より高いことが多



第8図 岩石(岩石の温度は、マグマの凝固点より低温とする)中に、マグマが貫入している。クラックの両側の壁への熱伝導により、マグマの熱が奪われる。その結果、クラックの内部でマグマの凝固が起こり(影の部分)、マグマの通れるスペースが狭くなる。

い。その場合、クラックが伝播している途中、マグマが岩石に熱を奪われて温度が低下し、クラックの壁に固結したマグマの膜が形成される可能性がある(第8図)。この固結したマグマの膜ができると、クラックの実質的な開口量が小さくなり、流体がクラック中を動きにくくなる。その結果、マグマ溜まりからクラックへの熱輸送が困難になり、ますますマグマの固結が進む。最終的には、クラック中のすべてのマグマが固結して、岩脈や岩床の伝播が停止してしまう。したがって、マグマの固結は、岩脈や岩床の形成過程において重要な効果である。岩脈や岩床が、完全に固結するまでにマグマ溜まりから進める距離は、マグマ溜まりの過剰圧力が高いほど、マグマの粘性が低いほど、大きいことがわかっている(Rubin, 1995)。したがって、たとえば、低粘性の玄武岩マグマの方が、高粘性の流紋岩質マグマより、大規模な岩脈や岩床を形成しやすい。また、岩石の融点よりマグマの温度が高い時は、クラック壁の岩石がマグマの熱で溶かされる可能性もある。この場合は、マグマの通路であるクラックの開口量が大きくなるので、マグマが固結するおそれは低くなる(Bruce and Huppert, 1990)。

さらに、マグマの水圧破碎に関しては、クラック先端での、マグマに溶けていた揮発性成分(たとえば H_2O)の蒸発の効果も考える必要がある(第9



第9図 ガスを飽和レベルまで溶かし込んだマグマが、比較的高速で伝播すると、クラック先端で、大規模な脱ガスが起こる可能性がある。クラック先端に集積したガス相のサイズを L_g 、クラックの全サイズを L_c とした。この図では、ガスとマグマがマクロに分離している。これは、マグマの中で脱ガスしてできた小さな無数の気泡が、マグマ中をすばやく移動してクラック先端に集積した結果である。一方、脱ガスしてできた気泡が、マグマ中を移動してクラック先端に到達するのに長い時間がかかる場合がある(Lister and Kerr, 1991)。その場合は、ガスとマグマがマクロに分離せず、マグマ中に気泡が懸濁している状態になる。

図)。一般に、クラック先端では、潤滑理論の効果(クラックの幅がクラック先端では狭くなっている)ので、そこを流体が流れるには大きな圧力勾配が必要)と、キャビテーションの効果(岩石が割れてクラックが開く速度に、流体の動きが追従できない)により、クラック先端では、流体圧力が非常に低い(Desroches et al., 1994)。したがって、クラック先端では、流体は、蒸発している可能性がある。しかし、マグマ以外の流体を使った水圧破碎では、蒸発してできたガス相のサイズ L_g (第9図)はクラックの全サイズ L_c より桁違いに小さい場合が多い(たとえば L_g は 1 cm 以下; Desroches et al., 1993)。これに対して、マグマには大量の揮発生成成分が飽和レベル近くまで溶けている場合があるので、クラック先端の圧力降下は、マグマからの大量の脱ガスを引き起こす。その結果、 L_g は、 L_c にくらべて無視できないサイズになる可能性がある(Lister and Kerr, 1991)。ただし、その場合でも、マグマの粘

性に比べてガスの粘性は桁違いに低いので、クラックの伝播速度は、マグマの粘性によって律速される。

付加体における泥インジェクション(Brown and Westbrook, 1988; 脇田, 1993)を、水圧破碎の立場でモデル化するときは(そのような研究はまだ無いが)、岩石の粘弾性の効果は重要であろう。なぜならば、付加体の岩石が未固結状態の時、泥インジェクションを受けた可能性があるからである。未固結状態の柔らかい岩石は、続成作用を受けて固結した堅い岩石にくらべて、粘性流体により近いふるまいをする。その結果、次の2つの効果が予想される。(i)クラック先端での応力集中による塑性変形が無視できなくなり、線形破壊力学が適用できなくなる可能性がある。そのときは、たとえば弾塑性体の破壊力学(Papanastasiou and Thiercelin, 1993)を採用する必要がある。(ii)多くの水圧破碎の物理モデルで前提条件とされてきた、「枝分かれない、単一平面の形をしたクラック」の仮定が破綻する可能性がある。そもそも岩石が完全な粘性流体としてふるまうならば、粘性指(viscous fingering)が起こり、クラックはフラクタル状の枝分かれをおこして、単一平面の形からはずれる(フェダー, 1991, pp. 43-64)。そして岩石がたとえ粘弾性体の場合でも、クラックは、枝分かれを繰り返しながら伝播する可能性がある(Yoshino and Hirata, 1992; 平田・吉野, 1995)。実際、野外での泥インジェクションの形態(脇田, 1993)は、単一平面のクラックではなく、複雑に分岐しているように見える。したがって、未固結状態の柔らかい岩石の粘弾性特性は、泥インジェクションに重要な影響をおよぼしている可能性がある。ただし、枝分かれが起きる原因は、粘弾性だけではないので注意が必要である。たとえ岩石が完全な弾性体であっても、造岩鉱物の結晶の破壊靱性の不均一性が強ければ、クラックは枝分かれを起こしつつ伝播することが分かっている(Huang and Kim, 1993; Tzschichholz and Herrmann, 1995)。

5. 今後の展望

水圧破碎には、それぞれの分野に応じた未解決の問題が多数ある。しかし、ここでは全般的な問題に話題を限定し、次の2つを将来の問題として提示

する。

(1) 3次元シミュレーションの必要性。水圧破碎は、本質的にクラックの3次元的な成長現象である。おもに石油工学の分野で1960年代から盛んに行われてきた2次元的なモデリングでは、野外での水圧破碎の観測事実を説明できないことが分かっている(Mendelsohn, 1984a)。したがって、今後は、3次元シミュレーション(Settari and Cleary, 1984; Lee et al., 1990; Sousa et al., 1993)を水圧破碎モデルの中心に据えるべきである。しかし、最も進んでいる石油工学の分野でも、流体の浮力、岩石の不均質性と異方性、poroelasticityをすべて考慮した3次元モデルは未だ存在しない。他の分野にいたっては、相似解というエレガントな解が存在するケースに限り、3次元モデリングが行われているにすぎない(Lister, 1990)。コンピュータの性能が向上したので、3-4.で挙げた物理効果をすべて3次元的に考慮した、有限要素法や境界要素法のシミュレーションを、すべての分野の水圧破碎におけるモデリングの主流に置くことは可能なはずである。

(2) 破壊の物理学の確立の必要性。水圧破碎において、もっとも曖昧で未解決な箇所は、破壊の物理である。3.でのべたように、水圧破碎は、岩石の破壊と弾性変形、クラック中を流れる流体の流れ、という素過程からなる。弾性変形の理論(無限小変位の線形弾性理論)と、流体の流れの理論(低レイノルズ数の潤滑理論)は、完成された古典物理学であり、新しい物理の発見は期待できない。これに対して、固体(岩石)の破壊のメカニズムは、まだ分かっていないことが多い。たとえば、線形破壊力学が、高温の岩石の引っ張り破壊にも適用できるかどうかはまだ分かっていない。マントルでの岩脈形成(Nicolas, 1986)を考察する際には、高温(岩石の融点に近いという意味で高温)の破壊基準を明らかにする必要がある。高温になると、クラック先端での塑性変形が無視できなくなり、その結果、線形破壊力学が適用できなくなる可能性がある。その場合は、たとえば弾塑性体の破壊力学(Papanastasiou and Thiercelin, 1993)でモデリングする必要がある。400°Cまでの岩石破壊実験によると、線形破壊力学は400°Cまで成立している(Atkinson and Meredith, 1987)。しかし、それ以上の温度では、実験の技術的困難性から、まだ検証が行われていない。したが

って、高温での破壊実験は今後の課題である。また、たとえ低温でも、不均質性の大きい岩石では、プロセスゾーン(マイクロクラックが多数分布する、クラック先端付近の領域のことで、固体材料の不均一性が原因で形成される)における非弾性効果のため、線形破壊力学が適用できない可能性がある。そもそも、線形破壊力学は、均質な固体(たとえばガラスや単結晶鉱物)の引っ張りによる脆性破壊については、よく成立する。一方、岩石は、不均質(造岩鉱物の種類や方位によって破壊靱性が異なるという意味で、結晶と結晶粒界の区別があるという意味で、および実際の地層には層理面や節理面があるという意味で不均質)なので、プロセスゾーンで起こる、結晶粒界や節理面での摩擦などの非弾性効果が無視できない。このプロセスゾーンでのマイクロメカニクス(マイクロクラックの相互作用)の解明は、今後の重要な課題である。プロセスゾーンは非弾性効果なので、厳密に言えば、線形破壊力学(クラック先端での非弾性効果は無視している)では取り扱えない。しかし、小規模な非弾性効果ならば、見かけの破壊靱性の変化として表現できる(小林, 1993, pp. 88-136)。そして、いくつかの研究によると、プロセスゾーンの存在は、岩石の見かけの破壊靱性を、単結晶鉱物の破壊靱性に比べて桁違いに引き上げるらしい(Pollard, 1987; ショルツ, 1993, pp. 25-28)。見かけの破壊靱性が上がると、破壊靱性が、クラックの伝播に対する抵抗力として無視できなくなる可能性がある。これまでの水圧破碎の研究では、一部の研究(Mastrojannis et al., 1980; Takada, 1990; Nakashima, 1993b; Desroches et al., 1993)をのぞいて、破壊靱性は無視されてきた(Lister and Kerr, 1991)。しかし、プロセスゾンの影響で岩石の破壊靱性が上がると、クラック全体の形や伝播速度に、破壊靱性が効いてくる可能性がある。たとえば、地殻の破壊靱性が従来の推定値(この推定値は、室内での岩石破壊実験に由来する)より一桁大きいと(たとえば25 MPa m^{1/2}; Pollard, 1987)、クラックの伝播速度は2桁上昇し、クラックの厚さは1桁上昇する(Nakashima, 1993b)。

さらに、以上述べてきた高温やプロセスゾンの影響は、単に、「線形破壊力学の枠組みのなかで破壊靱性を見かけ上、上げたり下げたりする」以上の重要性を持っているかも知れない。つまり、まった

く新しい破壊の物理の構築を必要とするかも知れない。なぜならば、固体の破壊には、複雑で未解明な問題が多いからである。たとえば、ガラス(Yuse and Sano, 1993)や寒天(Yoshino and Hirata, 1992; 平田・吉野, 1995)のような均質物質(多結晶体でないという意味で均質)の引っ張り破壊でさえ、驚くほど複雑で不可解な破壊パターンを生じる。破壊の物理学は、フラクタルという新しいクラスの物理学を既に生みだした。しかし、フラクタルは、たかだか、自己相似性というシンプルな複雑さをもった現象にしか適用できない。自然界には、自己相似性が成立しない複雑な破壊現象が数多くある。破壊の物理学は、さらに研究をすすめれば、より新しいクラスの物理学を生む可能性がある、魅力的な分野である。

謝辞：本論文を執筆するにあたって、重要なコメントをしていただいた筑波大学理工学系の小川泰教授と東京大学理学部の鳥海光弘教授に感謝いたします。また、地質調査所の小出仁博士ほか査読の方々には、文章の推敲も含めて多くの適切な意見をいただきました。ここに感謝いたします。本研究は、筑波大学の学内プロジェクト(平成6年度)の財政的支援を受けています。

引用文献

- Atkinson, B. K. (1984): *J. Geophys. Res.*, **89**, 4077-4114.
- Atkinson, B. K. and Meredith, P. G. (1987): In: *Fracture Mechanics of Rock* (Edited by Atkinson, B. K.), pp. 477-525. Academic Press, London.
- Boone, T. J., Ingraffea, A. R. and Roegiers, J.-C. (1991): *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* **28**, 1-14.
- Brenan, J. M. (1991): In: *Reviews in Mineralogy* **26** (Edited by Kerrick, D. M.), pp. 291-319. Mineralogical Society of America, Washington, D. C..
- Brown, K. M. and Westbrook, G. K. (1988): *Tectonics*, **7**, 613-640.
- Bruce, P. M. and Huppert, H. E. (1990): In: *Magma Transport and Storage* (Edited by Ryan, M. P.), pp. 87-101. John Wiley & Sons, New York.
- Desroches J., Lenoach B., Papanastasiou P. and Thiercelin M. (1993): *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* **30**, 1127-1134.
- Desroches J., Detournay E., Lenoach B., Papanastasiou P., Pearson J. R. A., Thiercelin M. and Cheng A. (1994): *Proc. R. Soc. London, A* **447**, 39-48.
- Emerman, S. H., Turcotte, D. L. and Spence, D. A. (1986): *Phys. Earth Planet. Inter.*, **41**, 249-259.
- フェダー, J. (1991): フラクタル. 啓学出版.

- Ferry, J. M. (1994): *J. Geophys. Res.*, **99**, 15487-15498.
- Geertsma, J. and Haafkens, R. (1979): *J. Energy Resour. Technol.*, **101**, 8-19.
- Gordeyev, Y. N. and Zazovsky, A. F. (1992): *Transport in Porous Media*, **7**, 283-304.
- 平田隆幸・吉野 隆(1995): *地震*, **48**, 81-90.
- Huang, J. I. and Kim, K. (1993): *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* **30**, 1295-1298.
- Hunt, J. M. (1990): *Am. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, **74**, 1-12.
- 河原田秀夫(1989): *自由境界問題*. 東京大学出版会.
- 小出 仁(1982): *月刊地球*, **4**, 15-22.
- 小林英男(1993): *破壊力学*. 共立出版.
- Lee T. S., Advani S. H. and Lee J. K. (1990): *J. Energy Resour. Technol.*, **112**, 10-19.
- Lister, J. R. (1990): *J. Fluid Mech.*, **217**, 213-239.
- Lister, J. R. and Kerr, R. C. (1991): *J. Geophys. Res.*, **96**, 10049-10077.
- Mastrojannis E. N., Keer L. M. and Mura T. (1980): *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, **15**, 41-54.
- Mendelsohn D. A. (1984a): *J. Energy Resour. Technol.*, **106**, 369-376.
- Mendelsohn D. A. (1984b): *J. Energy Resour. Technol.*, **106**, 543-553.
- 水田義明・林 一夫(1989): *岩石破壊力学とその応用*, 日本機械学会編, pp. 78-96, コロナ社.
- Moore, J. C. and Vrolijk, P. (1992): *Rev. Geophys.*, **30**, 113-135.
- 中島善人(1992): *物性研究*, **57**, 540-586.
- Nakashima, Y. (1993a): *J. Phys. Earth*, **41**, 189-202.
- Nakashima, Y. (1993b): *Contrib. Mineral. Petrol.*, **114**, 289-295.
- Nakashima, Y. (1995): *J. Metamorph. Geol.* (in press).
- Nakashima, Y. and Toriumi, M. (1995): Submitted to *Geotech. Geol. Engineering*.
- Nicolas, A. (1986): *J. Petrology*, **27**, 999-1022.
- 岡本純三・中山景次・佐藤昌夫(1990): *トライボロジー入門*. 幸書房.
- 岡村弘之(1976): *線形破壊力学入門*. 培風館.
- Ortoleva, P. J. (1994): *Geochemical Self-Organization* Oxford University Press, Oxford.
- Papanastasiou, P. and Thiercelin, M. (1993): *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* **30**, 1241-1247.
- Pollard, D. D. (1987): In: *Mafic Dyke Swarms* (Edited by Halls, H. C. and Fahrig, W. F.), pp. 5-24. Geological Association of Canada Special Paper **34**.
- Rubin, A. M. (1995): *J. Geophys. Res.*, **100**, 5911-5929.
- Rumble, D., III (1994): *J. Geophys. Res.*, **99**, 15499-15502.
- シュルツ, C. H. (1993): *地震と断層の力学*. 古今書院.
- Settari A. and Cleary M. P. (1984): *J. Petrol. Technol.*, **36**, 1177-1190.
- Sousa J. L., Carter B. J. and Ingraffea A. R. (1993): *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* **30**, 1265-1271.
- Spence, D. A. and Sharp, P. W. (1985): *Proc. R. Soc. London*, **A 400**, 289-313.
- Spence, D. A. and Turcotte, D. L. (1985): *J. Geophys. Res.*, **90**, 575-580.
- Spera, F. J. (1984): *Contrib. Mineral. Petrol.*, **88**, 217-232.
- Stevenson, D. J. (1981): *Science*, **214**, 611-619.
- Takada A. (1990): *J. Geophys. Res.* **95**, 8471-8481.
- Tzschichholz, F. and Herrmann, H. J. (1995): *Phys. Rev. E* **51**, 1961-1970.
- Yoshino, T. and Hirata, T. (1992): In: *Pattern Formation in Complex Dissipative Systems* (Edited by Kai, S.), pp 108-112. World Scientific, Singapore.
- 湯原浩三・三村高久・佐藤 浩・鷹齋守彦・速水博秀・関根英樹・佐藤雄二(1989): *岩石破壊力学とその応用*, 日本機械学会編, pp. 122-152, コロナ社.
- Yuse, A. and Sano, M. (1993): *Nature*, **362**, 329-331.
- Veatch R. W. Jr. (1983): *J. Petrol. Technol.*, **35**, 677-687.
- 脇田浩二(1993): *月刊地球*, **15**, 648-652.

NAKASHIMA Yoshito (1995): A review of physical aspects of hydraulic fracturing.

〈受付: 1995年 5月12日〉