

有限弾性体中の流体で満たされたき裂に生じる振動特性の検討*

(き裂に生じる定常波を測定するための最適な条件の検討)

伊藤 伸^{*1}, 関根 孝太郎^{*2}
森谷 祐一^{*3}, 林 一夫^{*4}

Effective Conditions to Detect Crack Wave Radiating from a Fluid-Filled Crack in a Finite Test Piece of Rock

Shin ITO^{*5}, Kotaro SEKINE,
Hirokazu MORIYA and Kazuo HAYASHI

^{*5} Department of Machine Intelligence and Systems Engineering, Akita Prefectural University,
84-4 Tsuchiya-Ebinokuti, Yurihonjo-shi, Akita, 015-0055 Japan

It is examined by numerical calculation how to detect crack wave radiating from a fluid-filled crack in a finite test piece of the rock, emphasizing the application to geometrical characterization of a geothermal reservoir crack. Boundary Integral Equation Method is employed for the numerical calculation. It is revealed that resonance of the test piece and stimulation e.g., hitting by hammer to stimulate the crack, have strong effect on radiation pattern from a crack in a finite test piece. In the case of large stiffness due to contact between the asperities on the upper and lower surfaces of the crack, it is difficult to detect the crack wave. In the case of measuring crack wave on the surface of the test piece, it is better for measuring that the surface of the test piece is near the crack surface. If surface of test piece is not near the crack surface, higher modes of crack wave are veiled in resonance of the test piece and stimulation.

Key Words: Elasticity, Boundary Element Method, Elastic Wave, Coupled Problem, Geothermal Energy, Geothermal Reservoir Crack

1. 結 言

自然エネルギーの一つである地熱エネルギーを効率的に取り出すためには、熱水や蒸気を含んだ岩体中のき裂の状態を把握することが重要となる。微小地震などを用いて地下き裂の状態を知る方法としては、例えば、複数の微小地震波形の類似性を用いて高精度に震源分布を推定し、その分布からき裂面を推定する方法¹⁾などがある。

著者らは、地熱地帯に存在する地下き裂の大きさや開口幅の推定を行うため、弾性波を用いた推定方法に関する研究を行っている。地熱地帯で特徴的なことは、き裂に生じる振動が、岩体とき裂内部の流体との連成

運動であること、および、き裂上下面が部分的に接触していることである。このことに鑑み、著者らはこれらの特徴を勘案したき裂モデルを構築している^{2),3)}。さらに、実際に地熱フィールド等で測定された振動現象のピーク周波数を、き裂面に沿って伝播する表面波によりき裂に生じる定常波の固有振動数と解釈し、き裂モデルから得られる同様の定常波の固有振動数と比較・検討することで、き裂の大きさなどの推定を行っている。たとえば、岩手県東八幡平の実験フィールドに存在する井戸と交差した地下き裂について、円板状き裂を仮定して推定した結果、き裂開口幅は約0.3mmから約0.5mmの範囲であると推定された³⁾。一方、同フィールドにおける循環試験により推定された結果は、き裂開口幅は約0.1mmから約0.2mmとなっており⁴⁾、弾性波を用いて推定した結果と異なっている。このような著者らによる推定結果と循環試験による推定結果との違い、また、推定結果と真の値との差について、実験的手法により検討し、それを踏まえてき裂モデルを改善し推定結果の信頼性を向上させる必要がある。

地熱地帯に存在するき裂のように、地下数百メートル

* 原稿受付 2009年6月18日。

^{*1} 正員, 秋田県立大学システム科学技術学部(☎015-0055 由利本荘市土谷字海老ノ口84-4)。

^{*2} 東北大学流体科学研究所(☎980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1)。

^{*3} 東北大学大学院工学研究科(☎980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-20)。

^{*4} 正員, フェロー, 東北大学流体科学研究所。

E-mail: sito@akita-pu.ac.jp

ルから数キロメートルの深度に存在する、大きさが数十メートルから百数十メートル程度のき裂を、そのままのスケールで模擬して実験を行うことは不可能である。また、き裂の大きさを室内において実験可能な数十 cm のオーダーに相似的に縮小した場合、き裂開口幅は数 μm のオーダーとなり、人工的に試験片内部に作成することは困難なものとなる。よって、地下空間（無限弾性体）中に存在するき裂の振動^{(2),(3)}と室内で実験可能な有限の弾性体中に存在するき裂に生じる振動との対応関係を、数値解析により明らかにする必要がある。その一環として、著者らは板を用いて簡便な実験を行った場合に生じる振動、特に、き裂面に沿って伝播する表面波により生じる定常波の固有角振動数についての解析を行った⁽⁵⁾。本報ではさらに一歩進めて、有限な大きさの試験片中に水圧破碎により作成したき裂、または、人工的に加工するなどして作成した隙間を想定し、き裂面に沿って伝播する表面波により生じる定常波がどのように試験片内を伝播するか検討する。

そこで本報では、有限な大きさの試験片中に作成したき裂の状況を、二次元の問題として取り扱う。その上で、き裂面に沿って伝播する表面波によりき裂に生じる定常波がどのように試験片内を伝播するのか明らかにし、地下き裂の状況を模擬した無限弾性体内部を伝播する状況とどのように異なるかを明らかにする。また、室内実験を行う際にどのような条件下でき裂面に沿って伝播する表面波により生じる定常波を測定すればよいか検討する。解析を行うにあたり、地熱地帯の地下き裂は内部が流体で満たされ、また、き裂上下面が部分接触している状態であるため、これらの影響を考慮する。なお本報では、き裂面に沿って伝播する表面波を“き裂波”と呼び、き裂波によりき裂に生じる定常波を“き裂波による定常波”と呼ぶことにする。

2. 問題の提示

有限な大きさの試験片中にき裂（隙間）を作成した状況を想定し、図 1 に示すような二次元のき裂モデルの解析を行う。地下き裂の場合、地殻応力（地表とき裂との間に存在する岩石の自重など）が作用している。この応力はき裂面においてき裂内流体の静水圧やき裂上下面の接触部の圧力によりつりあった状態にあり、

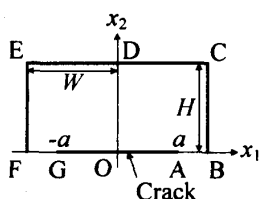


Fig.1 Geometry of the upper half of the specimen.

振動現象を考える上では静的な状態の地殻応力や流体圧を考慮する必要はない。一方、流体の物性値などは圧力に影響されるが、本報では室内実験を行うことを想定しているため、地殻応力による物性値の変化については考慮しない。数値解析は図 1 に示すとおり、縦 $2H$ 、横 $2W$ の試験片の上半分の領域を対象とする。これは、き裂内部の流体と弾性体との連成振動を取り扱うことから、き裂の開口モードの振動を解析対象とするためである。き裂の長さを $2a$ とし、開口幅はき裂長さとして試験片の縦方向の長さに比べ十分小さいものとする。試験片とき裂の寸法は、室内において実験可能な程度の大きさを想定し、また、現有の水圧破碎試験装置の寸法を考慮し、基準となる寸法をそれぞれ $H_0=0.15\text{m}$ 、 $W_0=0.15\text{m}$ とする。き裂の大きさについては理想的な状況を想定し、試験片内部に $a=0.1\text{m}$ 、 $d=0.1\text{mm}$ の水平なき裂が作成できたものとする。さらに、き裂内を流体で満たすための穴の存在は無視する。き裂中央を原点とし、き裂線上に x_1 軸、き裂線に垂直に x_2 軸をとった座標系を導入する。振動により生じる変位成分を u_i 、表面力を t_i と表し、英小文字の下指標は 1, 2 を表すことにする。また、総和規約を用いることにする。き裂上下面の接触により生じる剛性を、き裂上下面を連結するばねによりモデル化し、単位面積当たりのばね剛性を k で表す。振動により生じるき裂内流体の圧力を P と表すと、き裂上面における境界条件は次式で表せる。

$$t_2 = -2ku_2 + P \quad (1)$$

なお、き裂内流体の粘性によるせん断力は無視する。

試験片の固定については、開口モードの振動を解析することから、図 1 中の AB 間と FG 間の x_2 軸方向変位を固定する。また水圧破碎を行う場合には、面の法線が x_1 軸方向となるようなき裂が生じることを防ぐため、 x_1 軸方向に圧縮力を加えることがある。そのため、図 1 中の BC 間と EF 間において剛体が密着して試験片を押している状態であるものとし、この境界に対して x_1 軸方向変位と x_2 軸方向変位を固定する。この境界については、本来ならば弾性接触と摩擦、試験片と試験片を押している物体の音響インピーダンスを考慮した境界条件を与えるべきである。しかし、この境界条件により強く影響を受けるのは、き裂波による定常波ではなく、試験片自体の固有振動である。よって本報では、便宜的に固定の境界条件を与えることにする。図 1 中の CE 間では、加振する位置を除き力が作用しないものとする。試験片への加振については、図 1 中の CE 間の一部においてインパルスハンマーなどにより x_2 軸方向の打撃力が作用するものとする。

3. 解 析

時刻 t の関数 $f(t)$ のフーリエ像関数を $\tilde{f}(\omega)$ と表すことにする。無限体の一点 Q に j 方向単位集中力が作用する場合の P 点の i 方向変位 $U_i^{(j)}(P, Q)$ は、二次元の場合次式のように表せる。

$$\begin{aligned} \tilde{U}_i^{(j)}(P, Q) = & \frac{i}{4} \left\{ \frac{1}{\mu} H_0^{(1)} \left(\frac{\omega R}{C_T} \right) \delta_{ij} \right. \\ & \left. + \frac{1}{\rho \omega^2} \left[H_0^{(1)} \left(\frac{\omega R}{C_T} \right) - H_0^{(1)} \left(\frac{\omega R}{C_L} \right) \right] \right\}_{,ij} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 μ はせん断弾性係数、 R は PQ 間の距離、 C_T と C_L はそれぞれ S 波と P 波の位相速度、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ、 ρ は弾性体の密度を表し、 $H_n^{(1)}$ は n 次の第一種ハンケル関数である。弾性体の領域を V 、弾性体の表面を S とすると、変位 \tilde{u}_i は体積力を無視すると次式のように表せる。

$$\begin{aligned} C(P) \tilde{u}_i(P) = & \int_S \tilde{t}_j(Q) \tilde{U}_i^{(j)}(P, Q) ds(Q) \\ & - \int_S \tilde{u}_j(Q) \tilde{T}_i^{(j)}(P, Q) ds(Q) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $C(P)$ は $P \in V$ ならば 1、 $P \in S$ で表面が滑らかならば 0.5、 P 点が領域 V の外側領域に存在するならば 0 の値を取る定数である。また、式(3)の右辺第 2 項は $P \in S$ のときコーシーの主値積分となる。さらに、右辺第 2 項の $\tilde{T}_i^{(j)}$ は次式で表せる。

$$\tilde{T}_i^{(j)}(P, Q) = n_m(Q) C_{mjkl} \tilde{U}_{i,l}^{(k)}(Q, P) \quad (4)$$

$$C_{ijkl} = \frac{2\nu\mu}{1-2\nu} \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (5)$$

ここで、 n_i は表面 S の外向き法線ベクトル、 ν はポアソン比を表す。

次に、き裂内部の流体の運動について Dvorkin ら⁽⁶⁾ に従い定式化を行う。き裂面の振動の振幅はき裂開口幅に比べて十分小さいものとし、また、き裂内流体の流速が流体の音速より十分小さく、さらに、振動により生じる流体の密度変化は流体の密度と比べて十分小さいものとする。き裂表面におけるき裂内流体の弾性体(岩体)への浸透を無視し、き裂が開口モードで振動するものと考え、き裂内流体の圧力 \tilde{P} が満足すべき式が次式のように得られる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tilde{n}_f^2 \eta} \left\{ \frac{1}{\tilde{n}_f} \tanh \left(\frac{\tilde{n}_f d}{2} \right) - \frac{d}{2} \right\} \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial x_1^2} \\ - \frac{d}{2} \frac{i\omega}{b} \tilde{P} = -i\omega \tilde{u}_2 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\tilde{n}_f = (1-i) \sqrt{\frac{\rho_f \omega}{2\eta}} \quad (7)$$

ここに、 η は流体の粘性、 d はき裂開口幅、 b は流体の体積弾性率、 ρ_f は流体の密度である。き裂先端において、 x_1 軸方向のき裂内流体速度が弾性体の速度に等しいものとして式(6)を解くことにより、き裂内流体の圧力が得られる。

次にき裂面接触剛性 k について考える。地下のき裂面にはき裂面垂直方向に圧縮応力が作用している。このとき、き裂半長とせん断弾性係数を用いて無次元化した接触剛性 $\delta_0 (= ak/\mu)$ を、一定の内圧を受ける二次元き裂の開口形状を参照し、次式のように置く⁽²⁾。

$$\delta_0 = \delta'_0 \frac{a}{d \sqrt{1-(x_1/a)^2}} \quad (8)$$

$$\delta'_0 = 2(1+\nu) \frac{A^*}{A_0} \quad (9)$$

ここで、 A^* はき裂面全体の真実接触面積、 A_0 はき裂の面積を表す。

数値解析を行うにあたり、次の無次元量を導入する。

$$X_i = \frac{x_i}{a}, \quad \Omega = \frac{a\omega}{C_T}, \quad \tilde{w}_i = \frac{C_T \tilde{u}_i}{a^2}, \quad \tilde{T}_i = \frac{C_T \tilde{t}_i}{a\mu} \quad (10)$$

上記の無次元量を用いて式(1)から式(7)まで式を書き換えた上で、境界要素解析を行う。用いた境界要素は一定要素である。試験片の大きさが基準の大きさである場合には、BC間とEF間を30等分割、CE間を60等分割とした。また、BF間についてはBC間の要素の大きさより小さく、かつ、き裂先端(点AとG近傍)において細くなるように分割した。試験片の大きさを基準の大きさより変化させる場合には、要素の大きさが基準の大きさの場合と同じ程度になるように分割した。無限弾性体中のき裂の振動特性⁽²⁾については、選点法を用いて解析を行う。

4. 計算結果および考察

弾性体とき裂内流体の物性値については、花こう岩と水の物性値を用いた。花こう岩と水の密度の比を 2.7、花こう岩のせん断弾性係数と水の体積弾性率の比を 11 とした。また、花こう岩のポアソン比を 0.3、 S 波の位相速度を 3.1×10^3 m/s とした。さらに、水の粘性と音速の物性値は、温度 300K、圧力 0.1MPa の物性値を用いた⁽⁷⁾。振動を生じさせる加振については、先端が 5mm のインパルスハンマーにより 10kN の打撃力が作用しているものとした。なお二次元問題に置き換え

るにあたり、奥行きについては単位奥行き長さとした。本報では、き裂面におけるき裂波による定常波について、振動の節の数がき裂両端を除き $0, 1, \dots, n$ 個あるものに応じてそれぞれ $1, 2, \dots, n+1$ 次振動モードと呼ぶことにする。

図2にき裂面に生じる x_2 軸方向変位の振幅スペクトルの様子を示す。振幅スペクトルの大きさは常用対数の値を求めた上で、大きい場合は黒、小さい場合は白となるように濃淡で示している。図中の等高線に示されている値は、振幅スペクトルの大きさを示す。き裂内部が流体で満たされている場合には、き裂内部の体積変化がほとんど生じないため、1次振動モードはほとんど生じない。2次振動モードは明確に確認できるが、3次振動モード以上の振動モードは2次振動モードより不明瞭なものとなる。なお、 $\Omega=1.8$ 付近のピークは、試験片中央部が x_1 軸方向に振動する試験片の固有振動の影響で生じたものであり、き裂波による定常波の振動とは異なる。また、 $\Omega=2.0$ 付近のピークも、 $x_2=0$ の面を対称面として試験片が x_2 軸方向に伸縮する試験片の固有振動の影響で生じたものであり、これもき裂波による定常波の振動とは異なる。

4.1 固有角振動数 図3に、き裂上下面が接触していない場合の2次振動モードと5次振動モードの無次元固有振動数と、き裂上下面が約4%接触している状態 ($\delta'_0=0.1$) における2次振動モードの無次元固有角振動数が、試験片の大きさによりどのように変化するかを示す。図中の右端に示した塗りつぶされたマークは、無限弾性体中の場合の各振動モードの無次元固有角振動数である。き裂上下面が接触していない場合には、試験片の高さ H が小さいほど無次元固有角振動数は無限弾性体中のき裂の場合の値より小さい。試験片の高さ H が基準の高さ H_0 程度に大きくなると、ほぼ、無限弾性体中のき裂の場合と同じ値となる。2次振動モードと5次振動モードの場合を比較すると、低次の振動モードの場合において、試験片の大きさの

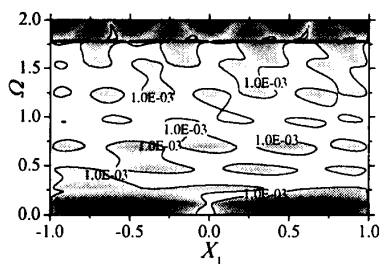


Fig.2 Spectra of the displacement in the x_2 direction on the crack surface (Stimulate point is $X_1=0.75$ on the top of test piece, $H=H_0$, $W=W_0$, $\delta'_0=0.0$)

影響が強いことがわかる。一方、き裂上下面が接触している場合には、試験片の大きさにほぼ関わらず、無限弾性体中のき裂の場合と同じ値となることがわかる。なお図3においては省略しているが、5次振動モードの場合も、試験片の大きさに関わらず無次元固有角振動数 Ω の値が約2.3の値で一定となり、無限弾性体中のき裂の場合と同じ値となっている。

4.2 き裂から放射される弾性波 次に、き裂波による定常波がき裂からどのように試験片内部へ放射されるか検討する。図4に、2次振動モードにより生じる x_1 軸方向変位と x_2 軸方向変位の振幅スペクトルの大きさの分布を示す。加振位置は試験片上辺の $X_1=0.75$ の位置である。比較のため、図5に無限弾性体中のき裂から放射される弾性波について、同様に示す。図5の場合、加振位置はき裂先端であり、試験片表面を加振する場合と同様に加振した。つまりこの場合の加振の状況は、き裂先端が5mm進展したために生じる振動に相当する。なお加えた力 (10kN) については根拠がないため、得られた変位の計算結果については定量的な意味はない。図4と図5を比較すると、図4では加振の影響が現れており、特に、 x_1 軸方向変位の振幅スペクトル分布に対する影響が大きい。振幅スペクトルの大きさが大きい領域については、図4と図5ともに、 x_2 軸方向変位が x_1 軸方向変位より領域としては広がることわかる。よって、き裂波による定常波を測定する場合には、 x_2 軸方向変位を測定したほうが有利であることがわかる。

図6に、3次振動モードの場合の x_2 軸方向変位の振幅スペクトルの大きさの分布を示す。図2で示したとおりき裂面での振動振幅が小さいため、試験片内部に

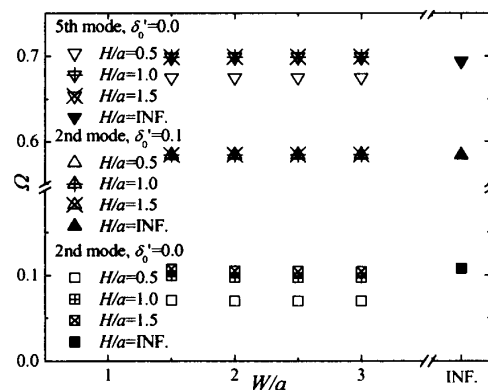
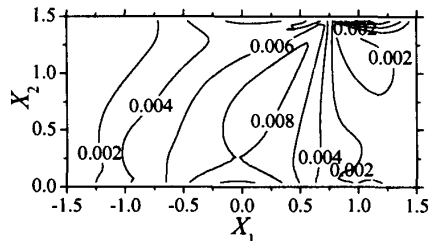


Fig.3 Variation of non-dimensional eigen angular frequencies of 2nd and 5th mode with respect to the ratio of the half width of test piece to the crack half length W/a ("INF." means the results of the case of a crack in an infinite rock)

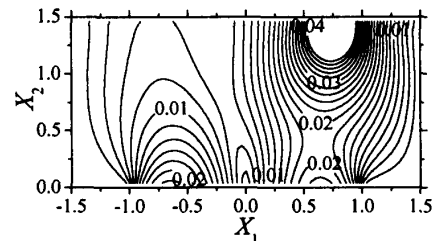
においては加振による振動が支配的であることがわかる。

図7に、き裂上下面が約4%接触している場合 ($\delta'_0 = 0.1$) での、2次振動モードにより生じる x_2 軸方向変位の振幅スペクトルの大きさの分布を示す。図4(b)と比べると、試験片内部では、き裂からの放射は弱く加振による振動が支配的であることがわかる。これは、き裂上下面の接触により生じる剛性によりき裂面に生じる振動が抑制されるためだと考えられる。よって、き裂波による定常波を測定する場合には、き裂の進展が生じないように注意した上で、き裂内流体圧を高くしき裂を開口させるなどしてき裂上下面の接触を防ぐ必要がある。なお、流体を加圧する際に流体の物性値が大きく異なる状況となる場合には、改めて数値解析を行い振動の特徴について検討する必要がある。

4.3 試験片上面における振動の様子 次に、試験片上面(図1中のCE間)における振動の様子を検討する。図8に、 x_2 軸方向変位の振幅スペクトルの大きさの分布を示す。図中の濃淡と等高線については、図2と同様である。2次振動モードについては確認できる。これは、図4(b)からわかるように、 $X_1 < 0$ の領域でもき裂から強い弾性波が放射されているためである。しかし、3次以上の振動モードについては確認できない。これは、図6で示したように、き裂から強い波の放射がないためである。試験片上面における振動は、加振と $\Omega = 1.8$ 付近で生じるき裂波による定常波以外の振動が支配的であることがわかる。き裂上下面が接触している場合の図については省略するが、図7に示すとおり2次振動モードの振動より加振による振動が支

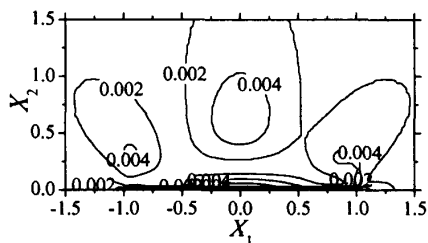


(a) Spectra of the displacement in the x_1 direction $|\tilde{w}_1|$

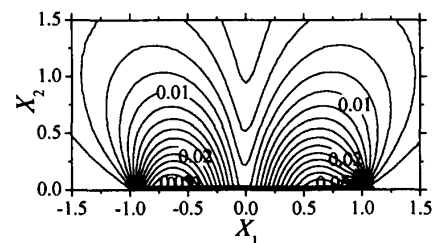


(b) Spectra of the displacement in the x_2 direction $|\tilde{w}_2|$

Fig.4 Distribution of amplitude spectra of elastic wave due to the 2nd mode of vibration on the crack surface (Stimulate point is $X_1=0.75$ on the top of test piece, $H=H_0$, $W=W_0$, $\delta'_0 = 0.0$)



(a) Spectra of the displacement in the x_1 direction $|\tilde{w}_1|$



(b) Spectra of the displacement in the x_2 direction $|\tilde{w}_2|$

Fig.5 Distribution of amplitude spectra of elastic wave due to the 2nd mode of vibration on the crack surface in an infinite rock (Stimulate point is crack tip $X_1=1$, $\delta'_0 = 0.0$)

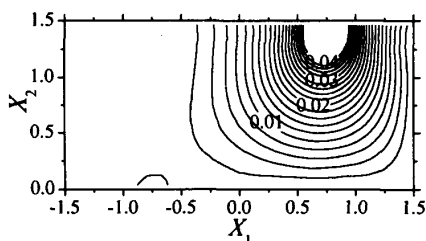


Fig.6 Distribution of amplitude spectra of the displacement in the x_2 direction due to the 3rd mode of vibration on the crack surface (Stimulate point is $X_1=0.75$ on the top of test piece, $H=H_0$, $W=W_0$, $\delta'_0 = 0.0$)

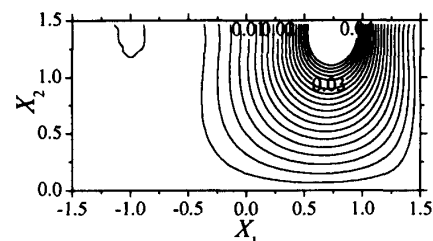


Fig.7 Distribution of amplitude spectra of the displacement in the x_2 direction due to the 2nd mode of vibration on the crack surface (Stimulate point is $X_1=0.75$ on the top of test piece, $H=H_0$, $W=W_0$, $\delta'_0 = 0.1$)

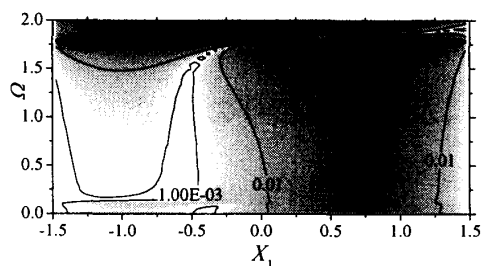


Fig.8 Distribution of amplitude spectra of the displacement in the x_2 direction on the surface of the test piece (Stimulate point is $X_1=0.75$ on the top of test piece, $H=H_0$, $W=W_0$, $\delta'_0=0.0$)

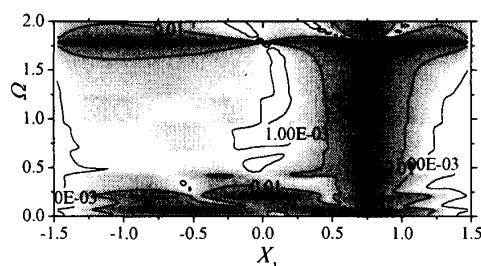


Fig.9 Distribution of amplitude spectra of the displacement in the x_2 direction on the surface of the test piece (Stimulate point is $X_1=0.75$ on the top of test piece, $H=H_0/3$, $W=W_0$, $\delta'_0=0.0$)

配的なことから、試験片上面において2次振動モードが明確に確認できない状況となっている。

図9に、試験片の高さ H を基準の高さの三分の一 ($H=0.05\text{m}$) にした場合の、試験片上面における x_2 軸方向変位の振幅スペクトルの大きさの分布を、図8と同様に示す。試験片の高さ H を小さくすることにより、加振位置の反対側の領域において、 $\Omega=1.8$ 付近で生じる試験片固有の振動による影響が図8と比べて小さくなり、高次の振動モードが確認できるようになっていることがわかる。また、加振の影響が強い領域も図8と比べ小さくなっていることがわかる。つまり、試験片の高さ H を小さくすることで、き裂波による定常波が測定しやすくなることがわかる。

5. 結 言

地下き裂の大きさ等の推定への応用を目的として、地下き裂（無限弾性体中のき裂）に生じ、放射される振動と、試験片中のき裂に生じ、放射される振動との比較・検討を、き裂内部が流体で満たされているものとして数値解析により行った。得られた知見を要約すると次のようになる。

(1) 試験片中に存在するき裂に生じるき裂波による定常波の固有角振動数は、試験片がき裂長さの1.5倍程度であれば、無限弾性体中のき裂に生じるき裂波による定常波の固有角振動数とほぼ一致する。

(2) き裂から放射される振動を測定する場合、き裂面に垂直な振動の成分がき裂面に平行な振動の成分より測定が容易である。また、き裂上下面が接触している状況では、き裂から放射される振動は弱く、加振による振動が支配的となる。

(3) 試験片上面でき裂面に垂直な成分の振動を測定する場合、試験片上面とき裂面との間の距離が小さいほど、高次の振動モードの測定が容易となる。

本研究では試験片中のき裂が開口モードで振動す

る場合を想定した。しかし実際に実験を行う場合、開口モード以外の振動も生じる。また、計算に用いた境界条件も厳密には異なる（このため、試験片固有の振動の振動数等が異なる）。よって実験の際には、上記の知見に加えてこれらの影響を考慮する必要がある。

本研究の一部は、平成20年度科学研究費補助金（基盤研究B、課題番号20360403）の助成を受けたものであることを記し、謝意を表する。

文 献

- (1) Phillips, W. S., et al., Detailed Joint Structure in a Geothermal Reservoir from Studies of Induced Microearthquake Clusters, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 102, No. B6, (1997), pp.11745-11763.
- (2) Ito, S. and Hayashi, K., Effect of Fluid Viscosity, Permeability of Rock and Crack Interfacial Stiffness on Dynamic Response of a Geothermal Reservoir Crack(Two-Dimensional Crack Model) *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series A*, Vol. 64, No.622, (1998), pp.1583-1588.
- (3) Ito, S. et al., Application of Dynamic Response of a Penny-Shaped Fluid-Filled Subsurface Crack to Fracture Characterization in Higashi-Hachimantai Field, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series A*, Vol. 68, No.674, (2002), pp.1460-1465.
- (4) Hayashi, K. and Abe, H., Evaluation of Hydraulic Properties of the Artificial Subsurface System in Higashihachimantai Geothermal Model Field, *Journal of the Geothermal Research Society of Japan*, Vol. 11, No. 3, (1989), pp.203-215.
- (5) Ito, S. and Hayashi, K., Can a Finite Plate Model provide Intrinsic Nature of Oscillation of an Infinite Plate with a Crack?, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series A*, Vol. 73, No.735, (2007), pp.1288-1293.
- (6) Dvorkin, J. et al., The Oscillations of a Viscous Compressible Fluid in an Arbitrarily-Shaped Pore, *Mechanics of Materials*, Vol. 9, (1990) pp.165-179.
- (7) The Japan Society of Mechanical Engineers ed., *JSME Data Book : Thermophysical Properties of Fluids*, Japan Society of Mechanical Engineers, (1983), p.210-217.