

熱応力による準静的亀裂進展の不安定性に関する数値解析

課題責任者

廣部 紗也子
研究開発センター

海洋研究開発機構 付加価値情報創生部門 数理科学・先端技術

著者

廣部 紗也子^{*1}, 小國 健二^{*1}^{*1} 海洋研究開発機構 付加価値情報創生部門 数理科学・先端技術研究開発センター

キーワード: 連続体力学, 破壊解析, 熱応力, 残留応力

1. はじめに

温度や水分量変化による変形, 塑性変形, 相転移などによって残留応力場が発生するが, その空間スケールは地震断層からイオンサイズまで幅広い. 例えば, 産業現場では, 古くから残留応力場が材料の破壊過程と強度に大きな影響を与えることは知られており, 残留応力場の適切なコントロールが材料設計において重要な課題となっている. また, 残留応力は断層の運動性にも影響を与える可能性があることも指摘されており, 温度や水分量変化による変形, 塑性変形による残留応力場の発生と亀裂進展の相互作用を統一的に解析・予測できる数値解析手法を開発することは, 産業・学術の両面から非常に重要である.

亀裂進展予測は, 破壊力学における大きな課題の 1 つであり, 例えばレイリー波速度で進展する動的亀裂では加速・停止・枝分かれが繰り返され, 不安定に成長する. 近年, この動的亀裂の不安定性に着目した研究が多く行われているが, 亀裂の動的不安定性のメカニズムについては未解明な点が多い. その一方で, 準静的亀裂進展は Griffith 理論により, 解析が比較的容易な問題であるとされている. しかし, Yuse and Sano (1993) [1] によって初めて行われた単純な実験では, ガラス板をヒーターから水槽に向かって一定の速度で動かして冷却することで, 亀裂がゆっくりと進展し, 実験条件を変化させることで, 直進・蛇行・枝分かれと亀裂形状が遷移することが示された. この準静的過程における亀裂の遷移と不安定成長は, 実験の再現性の高さと, 動的過程に比べ問題が単純化できることにより, 亀裂の不安定性のメカニズム解明や亀裂経路予測の鍵となると期待されている.

2. 問題設定

Ronsin et al. (1995) [2] による実験では, 幅 W の薄いガラス板を, 板の長軸 (y) 方向にヒーターから水槽に向かって一定の速度 V で移動させる. このとき, ヒーターと水槽の距離は d , 温度差は ΔT である (図 1). 板幅 W , 速度 V , 距離 d , 温度差 ΔT を変化させることによって, 板に生じる亀裂経路は, 直進・蛇行・枝分かれと変化する. 板の y 方向の定常状態における温度分布 $T(y)$ は, 速度 V , 距離 d , 温度差 ΔT によって決定され, 移流拡散方程式の解析解を有限の距離 d の場合に適用できるよう修正することで

式(1)のように得られる [2]. $T(y)$ は板幅 W には依らない.

$$T(y) = T_L + \Delta T [\theta(y) \theta(d - y) (1 - \exp(-y/d_{th}) / (1 - \exp(-d/d_{th})) + \theta(y - d))] \quad (1)$$

ここで, θ は Heviside 関数, T_L は水槽の温度, d_{th} は熱拡散距離で D をガラスの熱拡散係数とすると $d_{th} = D/V$ である. これまでの多くの研究では, 温度場の理論解である式(1)を用いて議論がなされてきていたが, Ronsin and Perrin (1998) [3] による実験での計測結果では, 実際の温度場はこの理論式にのらず, 実際の温度場を用いて議論すべきだとされている [4]. 図 2 には, $\Delta T = 135^\circ\text{C}$ の場合に, 式(1)から得られる温度場と Ronsin and Perrin (1998) [3] による実験結果の比較を示す.

そこで, 本研究では, 図 2 の実験で得られた温度場を用いて, 数値解析を行い, 亀裂進展経路の再現を行うことができるか検討を行う.

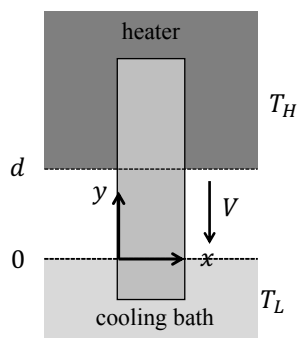


図 1. 問題設定と温度場に対する移動座標系.

3. 解析条件

実験 [3] で与えられている温度場は, $\Delta T = 135^\circ\text{C}$, $d = 5\text{mm}$, $V = 0.05, 0.3, 0.5\text{ mm/s}$ のみであるため, ΔT , d , V はこれらの値を用いる. 材料は soda-lime ガラス板で, 解析モデルは 2 次元とした. 実験で用いられていた板厚は 0.9mm と十分に薄いため, 2 次元の仮定は妥当である. ガラス板の長さ L は 64mm で一定とし, 板幅 W を 10mm から 24mm の間で変化させた. モデルの下部には, 長さ 5mm , 幅 0.1mm の初期亀裂を導入している (図 3). 各モデルサイズに対し, 2 次元非構造メッシュを用いた有限要素モデ

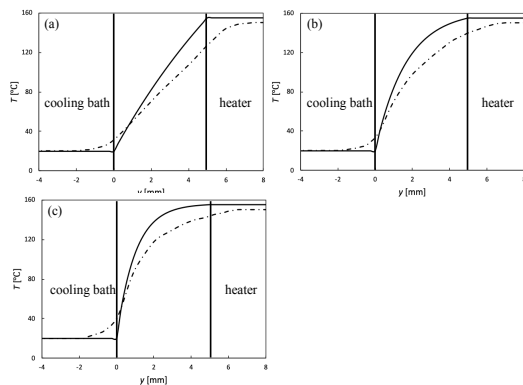


図2. 理論式から得られる温度場と実験[3]の温度場との比較. (a) $V = 0.05 \text{ mm/s}$, (b) $V = 0.3 \text{ mm/s}$, (c) $V = 0.5 \text{ mm/s}$.

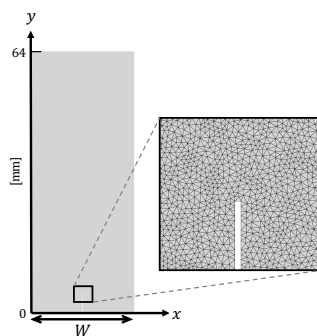


図3. 解析モデルと初期亀裂の様子.

ルを作成した. 有限要素モデルの平均節点間距離 l_{avg} は 0.1 mm である. soda-lime ガラスの材料定数を表1に示す.

また, 解析手法として, 著者らが開発する PDS-FEM (Particle Discretization Scheme Finite Element Method) [5-7]を用いた「残留応力場における動的破壊解析手法」[8, 9]を, 熱応力・準静的破壊にも適用できるように改良・拡張を行った. 数値解析の時間ステップ Δt は一定で, $l_{avg} \cong V \times \Delta t$ となるように設定した. Δt ごとに, ガラス板内の温度分布から熱ひずみを計算し, モデル内の静的な釣り合いをCG法を用いて解くことで, 熱応力を計算する. その後, 準静的破壊解析を行い, 次の時間ステップに進む.

表1 soda-lime ガラスの材料定数

ヤング率	72.0	GPa
ポアソン比	0.3	
表面エネルギー	0.7	Jm^{-2}
線膨張係数	7.7×10^{-6}	K^{-1}

4. 解析結果

図4-6に, それぞれ $V = 0.05, 0.3, 0.5 \text{ mm/s}$ の場合の亀裂を示す. 各速度において, 板幅 W を増加されるに従って, 直進・蛇行・枝分かれと変化する亀裂が観察された. 図4に示すように $V = 0.05 \text{ mm/s}$ では, W が 18 mm 以下では亀裂が進展せず, $W = 20 \text{ mm}$ では, 亀裂が直進し出すが,

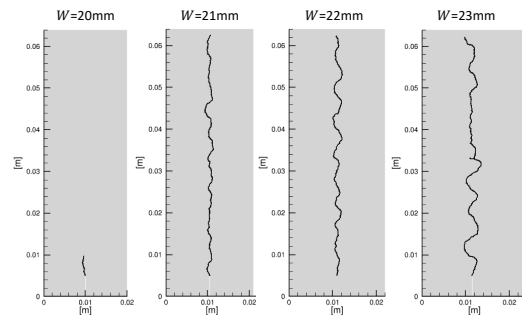


図4. $V = 0.05 \text{ mm/s}$ の場合の解析結果

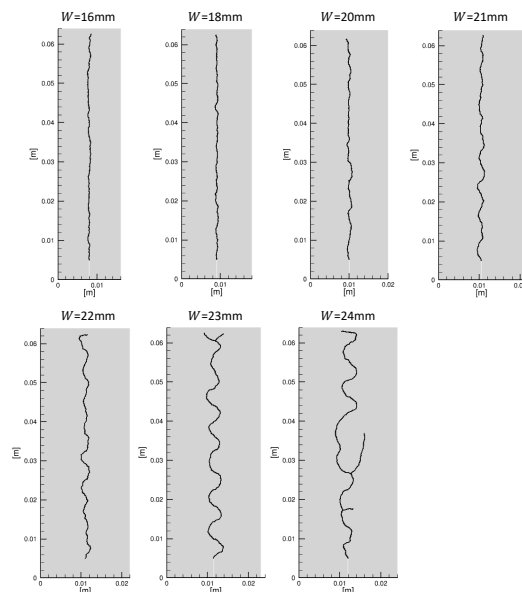
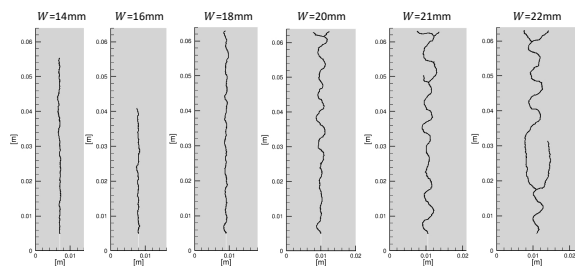


図5. $V = 0.3 \text{ mm/s}$ の場合の解析結果

モデル上部までは到達せず, 途中で停止した. $W = 21 \text{ mm}$ ではすでに亀裂が蛇行し始めているため, $V = 0.05 \text{ mm/s}$ では直線亀裂は W が 20 mm と 21 mm の間で観察されると推測される.

図5の $V = 0.3 \text{ mm/s}$ では, W の増加に従って直進から蛇行へと亀裂形状が変化する. また, 蛇行する亀裂の振幅は W の増加とともに増加し, $W = 24 \text{ mm}$ では枝分かれが生じる. これらの傾向は実験結果と一致している. 図6に示す $V = 0.5 \text{ mm/s}$ でも, $V = 0.3 \text{ mm/s}$ と同様の傾向が見られる.

Ronsin et al. (1995) [4]による実験では, 臨界板幅 W_c と W_{osc} が調べられている. $W < W_c$ では亀裂は進展せず, $W_c < W < W_{osc}$ では亀裂が直進し, $W_{osc} < W$ では亀裂が蛇行する. 本研究で行った数値解析の範囲では, W_c と W_{osc} の値は, 速度が増加するに従って減少する. この傾向は実験結果と一致している. しかし, 実験における W_c と W_{osc} の値は, 解析結果より小さい. これは, Ronsin et al. (1995) [4]の中で, 実験に用いた材料の表面エネルギーの値が不明だったため, Marder (1994) [10]のモデルを用いて実験結果に合うよう導いたものであることが原因の一つと考えられる. このパラメータの値についてパラメトリックスタディを行うことは, 今後の課題である.

図 6. $V = 0.5\text{mm/s}$ の場合の解析結果

Oguni, “Mathematical model and numerical analysis method for dynamic fracture in a residual stress field,” Phys. Rev. E 104, 025001 (2021).

5. まとめ

本課題では、著者らが開発した「残留応力場における動的破壊解析手法」を、熱応力・準静的破壊にも適用できるように改良・拡張を行い、熱応力による亀裂形状の遷移に関する数値解析を行った。解析では、ガラス板の冷却による亀裂進展に関する既存の実験の再現を行い、亀裂形状の遷移や、板幅・ガラスの冷却速度による亀裂形状の違いを定性的に再現することができた。この結果は、亀裂の不安定性のメカニズム解明や亀裂経路予測に役立つと考えられる。亀裂形状の遷移と板内の応力場の関係を詳細に評価することや、臨界板幅等を実験結果と定量的に一致させることが今後の課題ある。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費 JP20K14812 と JP 23H01497 の助成を受けて実施されたものです。

文献

- [1] A. Yuse and M. Sano, “Transition between crack patterns in quenched glass plates,” Nature 362, 329 (1993).
- [2] O. Ronsin, F. Heslot, and B. Perrin, “Experimental study of quasistatic brittle crack propagation,” Phys. Rev. Lett. 75, 2352 (1995).
- [3] O. Ronsin and B. Perrin, “Dynamics of quasistatic directional crack growth,” Phys. Rev. E 58, 7878 (1998).
- [4] V.B. Pham, H. A. Bahr, U. Bahr, H. Balke, and H. J. Weiss, “Global bifurcation criterion for oscillatory crack path instability,” Phys. Rev. E 77, 066114 (2008).
- [5] M. Hori, K. Oguni, and H. Sakaguchi, “Proposal of FEM implemented with particle discretization for analysis of failure phenomenon,” J. Mech. Phys. Solids 53, 681 (2005).
- [6] K. Oguni, M. L. L. Wijerathne, T. Okinaka, and M. Hori, “Crack propagation analysis using PDS-FEM and comparison with fracture experiment,” Mech. Mater. 41, 1242 (2009).
- [7] “M. L. L. Wijerathne, K. Oguni, and M. Hori, Numerical analysis of growing crack problems using particle discretization scheme,” Int. J Numer. Meth. Eng. 80, 46 (2009).
- [8] S. Hirobe, K. Imakita, H. Aizawa, Y. Kato, S. Urata, and K. Oguni, “Simulation of Catastrophic failure in a residual stress field,” Phys. Rev. Lett. 127, 064301 (2021).
- [9] S. Hirobe, K. Imakita, H. Aizawa, Y. Kato, S. Urata, and K.