線熱源による帯板の熱応力割断*

沢田 博 司** 今井 康 文*** 才本 明 秀†

Thermal Stress Cleaving of a Thin Strip Using a Line Heat Source

Hiroshi SAWADA, Yasufumi IMAI and Akihide SAIMOTO

A thermal stress field induced by a line heat source often causes crack extension. Taking advantage of this phenomenon, some glassy materials can be cleaved without leaving any microcracks on the cleaved surface. In the present paper, the time dependent stress intensity factor of a line crack pre-introduced from the end of a thin plate has been obtained when a thin plate is heated by a continual line heat source on a crack. The stress intensity factor is affected by the width of the strip and the ligament length but is almost independent from the crack length. The present analysis agrees well with the experimental results using glass plates. The section of the glass cleaved by a line heat source was extremely smooth. The surface roughness was within $0.02\mu\text{m}$ at Ra.

key words: stress intensity factor, line heat source, fracture, crack, thermal stress

1. はじめに

近年、大画面テレビの薄型化要求や携帯用パーソナルコンピュータの普及にともない、ガラスを基板とした大型、高精細な液晶ディスプレイ等の需要が増大している。これらの製造工程には、ガラス基板を切断する工程がいくつか有り、高速、高精度かつ高清潔な加工が要求される。ぜい性材料の切断方法としてはダイヤモンドブレードにより研削加工を行うダイシング法やローラチゼル、ダイヤモンドポイント等を用いたスクライビングによりき裂を発生させた後、き裂に曲げ応力を作用させることで切断を行うスクライビング法が一般的である。しかし、微細な電子回路が形成されたガラス基板を切断する際、従来から行われている加工法では、マイクロクラックやパーティクルの発生が避けられず、製品に悪影響をもたらすことがある。また、レーザを用いた点熱源による割断加工ではマイクロクラックやパーティクルの無い加工は実現できる¹⁾²⁾が、加工面にうねりが発生するため³⁾⁴⁾、さらに直進精度の良い加工方法の開発が望まれている。

本研究による割断方法は、線熱源により帯板に熱応力を発生させ、その熱応力によりき裂を進展させる方法であり、き裂進展経路上を常に加熱しているため高い直進精度でマイクロクラックやパーティクルの無い割断加工が可能であり、ガラス基板の切断工程に適用できる。線熱源による割断は古くから知られており、実用性を目的とした実験的研究成果およびその有効性が報告されている⁵⁾⁶⁾。

本報では、線熱源により帯板に発生する熱応力とひずみエネルギーの解析を行い、割断加工の原理を考察し応力拡大係数の近似解を導いた。また、市販の板ガラスを用いた実験を行い、解析との比較を行った。さらに、割断面の表面粗さも測定した。

2. 線熱源による応力拡大係数

* 原稿受付 平成9年8月4日

** 正会員 NEC 関西 (大阪市晴嵐 2-9-1)

*** 正会員 長崎大学工学部 (長崎市文教町 1-14)

† 長崎大学工学部

図1(a)に示すように幅 W 、厚さ b の薄い無限帯板に単位長さ、単位厚さ当たり Q の熱量を $y=V$ の位置に加えた場合を考える。板の端面や表面からの放熱は無く、断熱されているとする。板厚内での温度変化は小さいとし、板厚平均の温度で代表すると、温度は y 方向のみに変化し、加熱 t 後では、

$$T(y,t) = \frac{Q}{c\rho W} \left\{ t + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\kappa \omega_n^2} (1 - e^{-\omega_n^2 t}) \cos \omega_n V \cos \omega_n y \right\} \quad (1)$$

と表される⁷⁾。ここで、 c, ρ, κ はそれぞれ材料の比熱、密度、熱拡散率、 $\omega_n = n\pi/W$ であり、応力場との連成項は小さいとして無視した。

また、式(1)の温度場により無限帯板に生じる熱応力は、

$$\sigma_x^0(y,t) = -\frac{2\alpha E Q}{\lambda W} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\omega_n^2} (1 - e^{-\omega_n^2 t}) \cos \omega_n V \cos \omega_n y \quad (2)$$

$$\sigma_y^0 = \tau_{xy} = 0 \quad (3)$$

Fig.1 Heating of a thin strip using a line heat source

のように計算される，ここで， λ ， α ， E はそれぞれ材料の熱伝導率，線膨張率，縦弾性係数である．

図 1(b) のような半無限帯板では，温度場は式(1)と同じになるが，応力場は，式(2)の応力場に， $x=0$ の端面を自由表面とするような等温応力場を重ね合わせる必要がある⁹⁾．等温応力場で端面に作用させる表面力は，式(2)の符号を逆にしたものであり，端面全体で表面力の合力は 0 だが，近似的に曲げモーメントとして，

$$M_0 = \int_0^{\infty} \left(y - \frac{W}{2} \right) \sigma_x^0(y, t) b dy \quad (4)$$

が作用していると考えることができる．この場合，端面から十分離れた位置での半無限帯板の熱応力は，

$$\sigma_x = \sigma_x^0 - M_0 (y - W/2) / I_0 \quad (5)$$

と表される．

ここで， I_0 は帯板の断面二次モーメント $bW^3/12$ であり，ひずみエネルギーは単位長さ当たり，

$$\begin{aligned} U_0 &= \frac{1}{2E} \int_0^{\infty} \left\{ \sigma_x^0 - \frac{M_0}{I_0} \left(y - \frac{W}{2} \right) \right\}^2 b dy \\ &= \frac{1}{2E} \left\{ \int_0^{\infty} (\sigma_x^0)^2 b dy - \frac{M_0^2}{I_0} \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

と計算される．

つぎに，式(1)で表される温度場を持つ半無限帯板の自由端から，加熱線に沿って x 軸に平行に長さ a のき裂が入っている場合を考える．応力場はき裂の有無で大いに異なり，等温応力場での表面力の合力 P と，曲げモーメント M は，加熱線の下でそれぞれ，

$$\text{上部 } P_v = - \int_0^{\infty} \sigma_y^0 b dy \quad (7)$$

$$M_v = \int_0^{\infty} \left(y - \frac{V+W}{2} \right) \sigma_x^0(y, t) b dy \quad (8)$$

$$\text{下部 } P_L = - \int_0^{\infty} \sigma_y^0 b dy \quad (9)$$

$$M_L = \int_0^{\infty} \left(y - \frac{V}{2} \right) \sigma_x^0(y, t) b dy \quad (10)$$

のように計算される．よって，半無限帯板の端面からき裂が入っている場合，端面から十分離れた位置での熱応力は，式(2)の応力に等温場の P による軸応力と M による曲げ応力を重ね合わせたもので近似される．また，き裂の上部および下部の単位長さ当たりのひずみエネルギーをそれぞれ U_v ， U_L とすると

$$\begin{aligned} U_v &= \frac{1}{2E} \int_0^{\infty} \left\{ \sigma_x^0(y, t) + \frac{P_v}{b(W-V)} - \frac{M_v}{I_v} \left(y - \frac{V+W}{2} \right) \right\}^2 b dy \\ &= \frac{1}{2E} \left\{ \int_0^{\infty} (\sigma_x^0)^2 b dy - \frac{P_v^2}{b(W-V)} - \frac{M_v^2}{I_v} \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} U_L &= \frac{1}{2E} \int_0^{\infty} \left\{ \sigma_x^0(y, t) + \frac{P_L}{bV} - \frac{M_L}{I_L} \left(y - \frac{V}{2} \right) \right\}^2 b dy \\ &= \frac{1}{2E} \left\{ \int_0^{\infty} (\sigma_x^0)^2 b dy - \frac{P_L^2}{bV} - \frac{M_L^2}{I_L} \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

となる．ここで， I_v ， I_L はき裂上部および下部の帯板の断面二次モーメントである．

き裂が Δa 進展したときの帯板のひずみエネルギーの変化を

Fig.2 Crack extension model

考える．き裂進展により，解放されるひずみエネルギーは図2(a)および(b)の斜線で示すき裂先端および帯板端面から十分離れた領域 A，B のひずみエネルギーの差として求めることができる．領域 A，B のひずみエネルギー U_A ， U_B は，

$$\left. \begin{aligned} U_A &= U_0 \Delta a \\ U_B &= (U_v + U_L) \Delta a \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

と表されるので，その差は，

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_A - U_B \\ &= U_0 \Delta a - (U_v + U_L) \Delta a \end{aligned} \quad (14)$$

となり，き裂進展によるエネルギー解放率 $G = \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \Delta U / b \Delta a$ が

$$G = \frac{1}{2Eb} \left\{ \frac{P_v^2}{b(W-V)} + \frac{P_L^2}{bV} + \frac{M_v^2}{I_v} + \frac{M_L^2}{I_L} - \frac{M_0^2}{I_0} \right\} \quad (15)$$

と計算される．式(15)の値が帯板材料の破壊じん性値 G_c を上回ると，き裂が進展し割断加工が実現される．線熱源が帯板の中心線上に作用し，帯板が二等分割される場合は，その対称性から

$$\left. \begin{aligned} P_v &= P_L = 0 \\ M_v^2 &= M_L^2, \quad M_0 = 0 \\ I_v &= I_L \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

となり，式(15)は

$$G = \frac{M_0^2}{EI_0 b} = \frac{M_L^2}{EI_L b} \quad (17)$$

と簡略化され，曲げモーメントによるエネルギー解放のみ考慮すればよいことがわかる．この場合は，等温応力場において，長さ a の片持ちはりの先端に曲げモーメント $M_v = M_L$ が作用する二重片持ちはりを考えたことになっている．

Fig.3 Thermal stress intensity factor versus heating time

Fig.4 Model of generating stress intensity factor

Fig.5 Decrease of stress intensity factor nearby end zone

また、応力拡大係数 K_I とエネルギー解放率 G の関係は平面応力状態では

$$K_I = \sqrt{GE} \quad (18)$$

と表される。従って、式(17)、(18)より、

$$K_I = M_0 / \sqrt{I_0 b} = M_0 / \sqrt{I_0 b} \quad (19)$$

と求められる。式(19)はき裂長 a に依存する項を含まないため、端面から十分離れた位置において応力拡大係数はき裂長に依存しないことがわかる。このようにして計算した応力拡大係数の時間的な変化を図3に示す。横軸は時間を代表する無次元時間、縦軸は K_I を加熱量 Q 等で無次元化している。同図に示す二重片持ちはりとしての取扱いから得られた応力拡大係数は、全長 $5W$ 、き裂長 $2.5W$ の帯板について体積法を用い熱応力場を弾性力学的に解析して得られた応力拡大係数と 0.1% 以内の精度で一致し、非常によい近似になっている。

K_I は時間の経過とともに増加するが $\kappa t / W^2 = 0.1$ 付近で一定値となる。縦軸の分母に $W^{3/2}$ があるのに対し横軸の分母には W^2 があるため帯板の幅が広がるほど割断に時間がかかることが予測される。

たとえば、 $W=W_0$ の帯板が $\kappa t / W^2 = 0.01$ で割断された場合の実時間 t は $t_0 = 0.01 W_0^2 / \kappa$ であり、割断に要する無次元 K_I は図3より 8.6×10^{-3} と求められる。一方 $W=10W_0$ の帯板が割断されるためには

$$\text{無次元 } K_I = 8.6 \times 10^{-3} \times (W_0 / 10W_0)^{3/2} = 2.7 \times 10^{-4}$$

となる必要がある。この時の無次元時間は、 2.2×10^{-4} であり、実時間 $t = 2.2 \times 10^{-4} \times (10W_0)^2 / \kappa = 2.2 t_0$ と計算される。

Fig.6 Thermal stress intensity factor versus ligament length

Fig.7 Experimental apparatus

Fig.8 Specimen

応力拡大係数の発生メカニズムは重ね合わせの原理を用いると図4に示す等温場のモデルで表すことができる⁹⁾¹⁰⁾。先にも述べたが、き裂が端面から離れた位置にある場合、応力拡大係数はき裂長に依存しないが、き裂が終端面に近付くと、終端面の応力が図5に示すようにき裂を閉じさせる作用をし、応力拡大係数が減少してくる。体積法による応力拡大係数の計算結果を図6に示す。

3. 実験装置および方法

図7に実験装置を示す。線熱源に用いるニクロム線は発熱時の膨張を吸収するためスライドと引張りばねにより常に約 500 N の張力が与えられている。ニクロム線の直径は 0.5 mm、長さは 300 mm である。試料には厚さ 2.8 mm、長さ 250 mm のソーダガラスを用いた。ガラス置台は試料であるソーダガラスをセットするとその下面がニクロム線に軽く接触するように調整されている。

割断加工はソーダガラスの一端面に初き裂を導入し、初き裂がニクロム線に来るように位置決めした後、ニクロム線に通電して行った。この時の通電条件は 11.8 V、6.3 A であり、ニクロム線の単位長さ当たりの発熱量は 0.25 W/mm である。

ソーダガラスの幅や初き裂長と発生する応力拡大係数の関係を確認するために、各条件でき裂進展するまでの加熱時間の計測およびビデオを用いてき裂進展位置の測定を行った。また、

Fig.9 Scratch on end surface by diamond-pen

Fig.10 Heating time required for crack extension versus pre-introduced crack length

工業的には初き裂を極力小さくすることが望ましい。そこで、図 9 に示すようにワーク端面の厚さ方向にダイヤモンドペンにより端面きずのみ導入したものについても実験した。さらに、割断面の表面粗さも測定した。表面粗さの測定には東京精密製 surfcom を使用した。

4. 実験結果

図 10 は色々な長さの初き裂を持つ 4 種類の幅のソーダガラス帯板のき裂進展開始までの加熱時間である。また、図 11 は横軸を d/W (d は初き裂先端から終端面までの距離) とし、図 10 のデータをプロットし直したものである。

図 10, 11 より板幅の広いもの程割断に時間がかかることがわかる。また、 $d/W < 1 \sim 1.5$ ではき裂が端面に近づく程応力拡大係数が発生しにくく、 $d/W > 1.5$ ではき裂進展を開始するまでの加熱時間はほぼ一定であることから、端面から離れた位置では応力拡大係数はき裂長に依存しないことがわかる。

$d/W > 1.5$ の領域での $W=90\text{mm}$ のソーダガラスがき裂進展開始までに必要な加熱時間の平均値は 15.6s であり、無次元時間は $\kappa=0.5\text{mm}^2/\text{s}$ とすると $\kappa t/W^2=9.6 \times 10^{-4}$ である。また、このときの無次元 K_I は図 3 より 1.1×10^{-3} である。この値を利用して $W=22.5\text{mm}$ のソーダガラスのき裂進展開始までの加熱時間を予測すると、

$$\begin{aligned} \text{割断に必要な無次元 } K_I \\ = 1.1 \times 10^{-3} \times (90/22.5)^{3/2} = 8.8 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

この時の無次元時間 $\kappa t/W^2$ は図 3 より 0.01 となり、

$$\text{実時間 } t = 0.01 \times 22.5^2 / 0.5 = 10.1\text{s}$$

となる。これは $d/W > 1.5$ の領域での $W=22.5\text{mm}$ のソーダガラスがき裂進展するまでに必要な加熱時間の平均値 10.6s とほぼ一致する。したがって、あるワーク幅でのき裂進展開始までの加熱時間がわかれば、材料の物性値がわからなくても他のワー

Fig.11 Heating time required for crack extension versus ligament length

Fig.12 Crack length versus heating time after crack extension

Fig.13 Heating time required for crack extension from a scratch

ク幅でのき裂進展開始までの加熱時間が図 3 より予測できる。

図 12 は初き裂を導入した $W=90\text{mm}$ のワークを割断したときのき裂進展開始後の加熱時間とき裂位置の関係である。き裂は短時間で 180mm まで進展した後急激に速度を低下する。図 10 ではき裂長が 150mm 程度から応力拡大係数が発生しにくくなっているが、 180mm まで一気にき裂進展するのは動的な影響があるためと思われる。割断を短時間で完了するためには、終端面近傍のき裂進展速度を上昇させる必要がある。そのためには、終端面に図 5 と逆符号の応力を作用させると一気に終端面

Fig.14 Microphotograph of cleaved surface

Fig.16 Microphotograph of cleaved section

Fig.15 Profile of cleaved surface

までき裂進展させることが可能となる。

図 13 は図 9 に示すような端面きずからき裂進展を開始するまでの加熱時間をワーク幅別にプロットしたものである。各幅のワークとも端面きずからき裂進展させることが可能である。き裂発生までの加熱時間は各幅とも 5s 程度のばらつきがある。これは、端面きず形状のばらつきが原因と考えられる。また、幅の違いによるき裂発生までの加熱時間の差もあまり見られない。これは、端面きずからのき裂発生は帯板に発生するモーメントに起因するより、端面きず近傍の局所的な応力場に起因するためと考えられる。工業的には極力初き裂を短くすることが望まれており、端面きずからき裂進展が可能であることは非常に割断加工の有用性を高める。

線熱源による割断はき裂進展経路を常に加熱しており、非常に直進性がよく、うねりは測定範囲 20mm 間で、 $2\mu\text{m}$ 程度におさえられる。また、割断面の表面粗さは $0.02\mu\text{m}$ と非常に平滑な面が得られる。図 14、図 15 に割断面の写真および表面粗さの測定結果を示す。

図 16 はき裂進展方向と直交する方向から見た割断面の断面写真である。すなわち左端部が割断面であるが、この写真からわかるように、き裂は厚さ方向にもほとんど傾くことなく進展していることが認められる。

5. 結 論

線熱源により帯板に発生する熱応力とひずみエネルギーの解

析を行い、帯板の物性値および幅に影響を受けない無次元応力拡大係数の近似解を導いた。また、入手が容易な市販の板ガラスを用いた実験を行い、解析との比較を行った。その結果次の結論を得た。

- (1) 帯板に発生する無次元応力拡大係数の近似解を示し、体積力法による解析結果とよく一致していることを確認した。
- (2) 端面から離れた位置において帯板に発生する応力拡大係数はき裂長に依存しない。また、終端面近傍では応力拡大係数が減少する。
- (3) 端面きずからき裂進展させることが可能である。この時、帯板幅の違いによるき裂発生までの加熱時間の差はあまり見られない。
- (4) 割断面は非常に平滑で、うねり、表面粗さはそれぞれ $2\mu\text{m}$ 、 $0.02\mu\text{m}$ 程度である。また、き裂は厚さ方向にもほとんど傾かない。

参 考 文 献

- 1) 今井康文, 森田英毅, 高瀬 徹, 古賀博之: ぜい性材料の熱応力による割断加工の可能性, 日本機械学会誌, **55**, 509 (1989) 147.
- 2) 今井康文, 森田英毅, 高瀬 徹: 移動熱源による半無限き裂の応力拡大係数, 日本機械学会誌, **56**, 524 (1990) 855.
- 3) 沖山俊裕: レーザ割断, 精密工学会誌, **60**, 2 (1994) 197.
- 4) 黒部利次, 川向徳康, 高尾利幸: YAG レーザによるガラスの精密割断, 材料, **42**, 479 (1993) 1004.
- 5) 佐藤和郎, 綿住輝博, 佐伯邦男: 熱応力によるガラス板の新切断法, 塑性と加工, **18**, 201 (1977) 821.
- 6) 佐藤和郎: 切断の魔術, 裳華房, (1993) 88.
- 7) 甲藤好郎: 熱伝導論, 共立出版, (1964) 63
- 8) 竹内洋一郎, 野田直剛: 熱応力, 日新出版, (1989) 11.
- 9) 岡村弘之: 線形破壊力学, 培風館, (1976) 40.
- 10) A.Saimoto, Y.Imai and H.Sawada: Thermal Stress Cleaving of a Thin Strip Using a Point Heat Source, Advances in Fracture Research, ICF 9, Sydney, (1997) 2095.