

加熱転がり接触を受ける被覆材表面複数き裂の干渉効果*

五嶋孝仁*¹, 石原外美*²
清水理能*², 塚田安喜*³Interference Effects of Multiple Surface Cracks in a Layered Material
due to Hot Rolling ContactTakahito GOSHIMA*⁴, Sotomi ISHIHARA,
Masayoshi SHIMIZU and Yasuki TSUKADA*⁴ Department of Mechanical and Intellectual Systems Engineering, Toyama University,
3190 Gofuku, Toyama-shi, Toyama, 930-8555 Japan

This paper deals with the mutual interference of multiple two-dimensional surface cracks in a surface coating layered material under thermal stresses due to rolling contact with heat input. Contact loading is simulated as a contact pressure load with both the normal and shear components having parabolic distribution. In the present crack analysis, the surface cracks are replaced by the distributed edge dislocations, and the crack face friction is not considered. The problem is reduced to simultaneous singular integral equations for dislocation densities. The integral equations can be solved numerically by considering the nature of the singularities at the crack tips. The numerical results of the stress intensity factors showing the effects of the mutual interference of a pair of surface cracks are given for some tribological material coatings on a steel substrate. The effects of the frictional coefficient, the heat input strength, the crack length and the coating thickness upon the magnitude of the stress intensity factors and its mutual interference are considered numerically.

Key Words: Thermal Stress, Elasticity, Stress Intensity Factor, Contact Problem, Layered Material, Multiple Cracks, Mutual Interference

1. 緒言

近年, トライボロジー特性向上のため, 耐熱, 耐摩耗性に優れた被覆材が積極的に利用されている. このような被覆材が熱間圧延などのような加熱を伴う転がり接触を受ける場合には, 物性値の相違により熱応力も大きくなるので, 被覆材に対する加熱接触問題の解析はとくに重要となる. このため, Juら^{(9)~(10)}による摩擦熱を伴う移動接触荷重による表面被覆半無限体に対する準定常熱応力の解析以来, 近年種々の被覆材モデルの接触問題についての温度解析や熱応力解析がかなり報告されている^{(4)~(10)}. しかし, これらの報告は被覆材のトライボロジー損傷を考える上では基本的な解析ではあるが, いずれも損傷(き裂)までは考えていない. 現在までのところ, 摩擦熱や加熱なども考慮した被覆材のトライボロジー問題に対する破壊力学的研究はほとんど見当たらないようである. ただ, これまでに著者らの一人によって, 加熱を伴う転がり接触を受ける被覆材の単一表面き裂⁽¹¹⁾並びに複数界面き

裂⁽¹²⁾の解析はなされているが, 複数表面き裂に関しては全く報告されていないようである.

そこで, 本研究では被覆材の表面に複数の垂直き裂を有する被覆半無限体が, 加熱を伴う転がりすべり接触を受ける場合の応力拡大係数を破壊力学的に解析した. この解析結果をもとに, 一对のき裂を例にとり, アルミナ, 超硬合金, 窒化珪素を被覆材とし, 炭素鋼を基材とした場合について応力拡大係数を数値的に明らかにし, 摩擦係数や熱流入の大きさおよびき裂長さなどが応力拡大係数の相互干渉に及ぼす影響を数値的に検討した. なお, 本研究では圧延ロールや転がり軸受などの通常運転時を対象に考えることにすれば, 熱拡散速度に比べ転がり速度は十分大きい(ペクレ数が十分大きい)と考えられるので, 熱応力解析においては準定常状態と仮定した. また, き裂による温度場のかく乱は小さいので無視した.

2. 応力拡大係数の解析

図1に示すように, 表面に n 個の複数垂直き裂を有する被覆半無限体が, 速度 V で移動する転がり接触を受けている場合を考える. 摩擦係数を f として, 転がり接触を接触圧力 $P_c(\tilde{x})$, 摩擦応力 $fP_c(\tilde{x})$ でモデル化する. また, 本研究ではとくに熱間圧延ロールなどに関連し, 接触領域で摩擦熱に加えて熱流入がある

* 原稿受付 2004年8月6日.

¹ 正員, フェロー, 富山大学工学部(☎930-8555 富山市五福3190).² 正員, 富山大学工学部.³ TCU(☎270-1347 印西市内野3-301-5).

E-mail: goshima@eng.toyama-u.ac.jp

場合を考える。解析にあたっては図1に示すように、各き裂に沿った座標系 $(\tilde{x}_k, \tilde{y}_k)$ 、ローラとともに移動する座標系 (\tilde{x}, \tilde{y}) を採用する。また、添え字 $j=1, 2$ をもってそれぞれ被覆材と半無限体を示す。さらに、以下の解析では、次に示す無次元変数を用いる。

$$\begin{aligned} (x, y) &= (\tilde{x}/c, \tilde{y}/c), \quad h = \tilde{h}/c, \quad l_k = \tilde{l}_k/c, \quad e_k = \tilde{e}_k/c, \\ R_j &= cV/\kappa_j, \quad S_r = V_s/V, \quad K = K_2/K_1, \quad \alpha = \alpha_1/\alpha_2, \\ G &= G_2/G_1, \quad \lambda = q_0/(P_0V), \quad T^* = cVP_0/K_1, \\ P(x) &= P_c(\tilde{x})/P_0, \quad Q(x) = Q_c(\tilde{x})/q_0 \\ \nu_{21} &= (1-\nu_1)/(1-\nu_2), \quad \nu_{12} = (1+\nu_2)/(1+\nu_1), \\ H_1 &= 2(1+\nu_1)G_1\alpha_1k_1/\{K_1(1-\nu_1)\} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 G_j は横弾性係数、 ν_j はポアソン比、 α_j は線膨張係数、 K_j は熱伝導率、 κ_j は温度伝導率、 V_s は転がり接触中に生じるすべり速度、 P_0 はヘルツの最大接触圧力、 q_0 は外部からの最大熱流入の大きさ、 R_j はペクレ数、 S_r はすべり率、 λ は熱流入の大きさを表す無次元パラメータを示す。

発生する全熱流入 $Q_1(\tilde{x})$ は、摩擦熱と外部からの熱流入の和として次式のように与えられる。

$$Q_1(\tilde{x}) = V_s f P_0 P(x) + q_0 Q(x) = \{f S_r P(x) + \lambda Q(x)\} P_0 V \quad (2)$$

このとき、 $T^{(j)}$ を被覆材($j=1$)および半無限体($j=2$)の温度として、熱的境界条件は以下のように表される。

$$\frac{\partial T^{(1)}}{\partial y} = \begin{cases} -T^* \{f S_r P(x) + \lambda Q(x)\}, & |x| \leq 1, y = 0 \\ 0, & |x| > 1, y = 0 \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{\partial T^{(1)}}{\partial y} = K \frac{\partial T^{(2)}}{\partial y}, \quad y = h \quad (4)$$

$$T^{(1)} = T^{(2)}, \quad y = h \quad (5)$$

$$T^{(j)} = 0, \quad (j=1, 2) \quad x^2 + y^2 \rightarrow \infty \quad (6)$$

一方、被覆材半無限体の表面における力学的境界条件は次式のように表される。

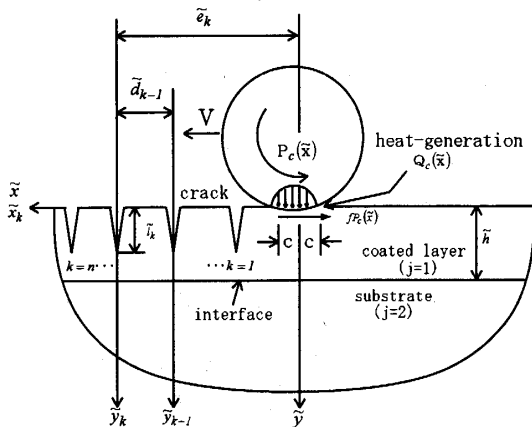


Fig. 1. Geometry and coordinate system

$$\sigma_{yy}^{(1)} = \begin{cases} -P_0 P(x), & |x| \leq 1, y = 0 \\ 0, & |x| > 1, y = 0 \end{cases} \quad (7)$$

$$\sigma_{xy}^{(1)} = \begin{cases} f P_0 P(x), & |x| \leq 1, y = 0 \\ 0, & |x| > 1, y = 0 \end{cases} \quad (8)$$

また、接合面では、応力 $\sigma_{pq}^{(j)}$ および x 方向、 y 方向変位 $U_{xx}^{(j)}, U_{yy}^{(j)}$ の連続条件として、次式が成り立つ。

$$\sigma_{yy}^{(1)} = \sigma_{yy}^{(2)}, \quad y = h \quad (9)$$

$$\sigma_{xy}^{(1)} = \sigma_{xy}^{(2)}, \quad y = h \quad (10)$$

$$U_{xx}^{(1)} = U_{xx}^{(2)}, \quad y = h \quad (11)$$

$$U_{yy}^{(1)} = U_{yy}^{(2)}, \quad y = h \quad (12)$$

さらに、無限遠ではすべての応力成分が零となり、 $\sigma_{pq}^{(j)} = 0, (p, q = x, y; j = 1, 2), x^2 + y^2 \rightarrow \infty$ (13)

また、き裂面には内圧も摩擦もないものと仮定すれば、 k 番目($k=1, 2, \dots, n$)のき裂面における力学的境界条件は、き裂全領域でのせん断応力 $\sigma_{xkyk}^{(j)}$ およびき裂開口領域 y_{kop} での垂直応力 $\sigma_{xkxk}^{(j)}$ が次式のようになる。

$$\sigma_{xkyk}^{(j)} = 0, \quad (j=1, 2), \quad x_k = 0, \quad 0 \leq y_k \leq l_k \quad (14)$$

$$\sigma_{xkxk}^{(j)} = 0, \quad (j=1, 2), \quad x_k = 0, \quad y_k \in y_{kop} \quad (15)$$

ここで、き裂開口領域 y_{kop} は未知量であるが、実際には後述のように繰り返し計算により数値的に定める。

Ling⁽¹³⁾によって与えられた準定常熱伝導方程式をフーリエ変換を利用して解けば、熱的境界条件式(3)-(6)を満足する温度解が次式のように与えられる。

$$\bar{T}^{(j)} = T^* \{f S_r \bar{P}(s) + \lambda \bar{Q}(s)\} F^{(j)}(s) / D_s, \quad (j=1, 2) \quad (16)$$

ここで

$$\begin{aligned} F^{(1)}(s) &= \cosh\{(h-y)\beta_1\} + K\beta_{12} \sinh\{(h-y)\beta_1\} \\ F^{(2)}(s) &= \exp\{(h-y)\beta_2\} \end{aligned} \quad (16)$$

$$D_s = \beta_1 \sinh(h\beta_1) + K\beta_2 \cosh(h\beta_1)$$

$$\beta_{12} = \beta_2 / \beta_1, \quad \beta_j = (isR_j)^{1/2}, \quad i = \sqrt{-1}$$

$\bar{T}^{(j)}$ は温度 $T^{(j)}$ のフーリエ変換で次式で定義される。

$$\bar{T}^{(j)} = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} T^{(j)} \exp(isx) dx, \quad (j=1, 2) \quad (17)$$

したがって温度解は式(16)を次式の逆変換公式に代入することによって求めることができる。

$$T^{(j)} = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{T}^{(j)} \exp(-isx) ds, \quad (j=1, 2) \quad (18)$$

求める応力 $\sigma_{pq}^{(j)}$ は、き裂のない被覆材半無限体の熱応力解 $\sigma_{pq}^{(j)}$ に、複数き裂による応力場のかく乱 $\sigma_{pq}^{(j)}$ を次式のように重ね合わせて求めることができる。

$$\sigma_{pq}^{(j)} = {}^0\sigma_{pq}^{(j)} + {}^1\sigma_{pq}^{(j)}, \quad (p, q = x, y; j = 1, 2) \quad (19)$$

まず、式(16)の温度場より得られるき裂のない被覆半無限体の準定常熱応力解が、フーリエ変換形で以下のように与えられる⁽¹⁾⁽¹²⁾。

$$\begin{aligned} {}^0\bar{\sigma}_{xx}^{(1)} / P_0 &= -s^2 C_0^{(1)} \exp(-sy) - s^2 D_0^{(1)} \exp\{-s(h-y)\} \\ &\quad - (s^2 y - 2s\nu_1) C_3^{(1)} \exp(-sy) - (s^2 y + 2s\nu_1) D_3^{(1)} \\ &\quad \times \exp\{-s(h-y)\} - \beta_1^2 A^{(1)}(s) \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} {}^0\bar{\sigma}_{yy}^{(1)} / P_0 &= s^2 C_0^{(1)} \exp(-sy) + s^2 D_0^{(1)} \exp\{-s(h-y)\} \\ &\quad + \{s^2 y + 2s(1-\nu_1)\} C_3^{(1)} \exp(-sy) \\ &\quad + \{s^2 y - 2s(1-\nu_1)\} D_3^{(1)} \exp\{-s(h-y)\} + s^2 A^{(1)}(s) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} {}^0\bar{\sigma}_{xy}^{(1)} / P_0 &= is [s C_0^{(1)} \exp(-sy) - s D_0^{(1)} \exp\{-s(h-y)\} \\ &\quad + (sy + 1 - 2\nu_1) C_3^{(1)} \exp(-sy) \\ &\quad - (sy - 1 + 2\nu_1) D_3^{(1)} \exp\{-s(h-y)\}] + \beta_1 A^{(1)}(s) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} {}^0\bar{\sigma}_{xx}^{(2)} / P_0 &= G [-s^2 C_0^{(2)} \exp\{-s(y-h)\} - s^2 y C_3^{(2)} \\ &\quad \times \exp\{-s(y-h)\} + 2s\nu_2 C_3^{(2)} \exp\{-s(y-h)\} \\ &\quad - \nu_{21} \nu_{12} \alpha \beta_2^2 A^{(2)}] \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} {}^0\bar{\sigma}_{yy}^{(2)} / P_0 &= G [s^2 C_0^{(2)} \exp\{-s(y-h)\} + s^2 y C_3^{(2)} \\ &\quad \times \exp\{-s(y-h)\} + 2s(1-\nu_2) C_3^{(2)} \exp\{-s(y-h)\} \\ &\quad + \nu_{21} \nu_{12} \alpha s^2 A^{(2)}(s)] \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} {}^0\bar{\sigma}_{xy}^{(2)} / P_0 &= isG [s C_0^{(2)} \exp\{-s(y-h)\} + sy C_3^{(2)} \\ &\quad \times \exp\{-s(y-h)\} + (1-2\nu_2) C_3^{(2)} \exp\{-s(y-h)\} \\ &\quad + \nu_{21} \nu_{12} \alpha \beta_2 A^{(2)}(s)] \end{aligned} \quad (25)$$

ここで、

$$A^{(j)}(s) = H_1 R_j \{f S_j \bar{P}(s) + \lambda \bar{Q}(s)\} F^{(j)}(s) / (\beta_j^2 - s^2)$$

であり、未定定数 $C_0^{(j)}, C_3^{(j)}, D_0^{(j)}, D_3^{(j)}$ は境界条件式(7)~(13)によって求められる。したがって、熱応力解は次の逆変換公式によって求めることができる。

$${}^0\sigma_{pq}^{(j)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} {}^0\bar{\sigma}_{pq}^{(j)}(s) \exp(-isx) ds, \quad (p, q = xy) \quad (26)$$

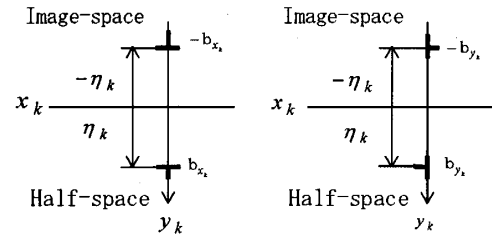
式(18), (26)の複素積分は解析的に求めることは困難なので、数値積分によって求めた。このとき $s=0$ と $s=iR_j$ における特異性の処理はJuら⁽¹⁾の方法に従った。このようにして、境界条件式(3)~(13)を満足するき裂のない被覆半無限体の熱応力解 ${}^0\sigma_{pq}^{(j)}$ が求まる。

次に、き裂による応力場のかく乱を求めるために、図2に示すように、 k 番目のき裂上の任意の一点 $(0, \eta_k)$ およびその鏡像点 $(0, -\eta_k)$ に大きさ (b_x, b_y) およ

び $(-b_x, -b_y)$ の転位を考える。 b_x, b_y は次式で表される無次元バーガースベクトル成分である。

$$b_x = [U_{x_k x_k}] / c, \quad b_y = [U_{y_k y_k}] / c \quad (27)$$

ここで、 $[U_{x_k x_k}], [U_{y_k y_k}]$ は変位の不連続量を示す。



(a) x-direction (b) y-direction
Fig. 2 Two dislocations in a Half Space

図2(a)(b)のような転位による応力 $\sigma_{pq}^{b_x, b_y}$ および変位 $U_{pq}^{b_x, b_y}$ の解はよく知られており、石田らによって求められている⁽¹⁴⁾。しかしこれらの応力および変位は境界条件式(7)~(13)を満足しない。したがってこれらの境界条件を満足させるように応力および変位の補解 ${}^A\sigma_{pq}^{(j)}$ および ${}^A U_{pq}^{(j)}$ を追加する必要がある。この補解を求めるため、解の対称性を考慮して次式のような応力関数を考える。

$${}^A\Phi_0^{(1)} = b_{xk} \int_0^{\infty} [A_1 \exp(-\xi y_k) + A_2 \exp\{-\xi(h-y_k)\}] \cos(\xi x_k) d\xi \quad (28)$$

$${}^A\Phi_3^{(1)} = b_{xk} \int_0^{\infty} [A_3 \exp(-\xi y_k) + A_4 \exp\{-\xi(h-y_k)\}] \cos(\xi x_k) d\xi \quad (29)$$

$${}^A\Phi_0^{(2)} = b_{xk} \int_0^{\infty} A_5 \exp\{-\xi(y_k - h_k)\} \cos(\xi x_k) d\xi \quad (30)$$

$${}^A\Phi_3^{(2)} = b_{xk} \int_0^{\infty} A_6 \exp\{-\xi(y_k - h_k)\} \cos(\xi x_k) d\xi \quad (31)$$

式(28)~(31)の応力関数をそれぞれの領域で弾性基礎式の解に代入すれば、補解 ${}^A\sigma_{pq}^{(j)}$ および ${}^A U_{pq}^{(j)}$ の一般解を求めることができる。これらを $\sigma_{pq}^{b_x, b_y}$ および $U_{pq}^{b_x, b_y}$ に重ね合わせることによって被覆材の領域に転位 (b_x, b_y) があり、境界条件式(7)~(13)を満足する被覆半無限体の応力 $b_x \sigma_{pq}^{(j)}$ および変位 $b_y U_{pq}^{(j)}$ を求めることができる。そこで、き裂はこのような転位の連続分布と見なせば、 n 個のき裂による応力場のかく乱 ${}^1\sigma_{pq}^{(j)}$ は次式のように求められる。

$${}^1\sigma_{pq}^{(j)} = \sum_{k=1}^n \int_0^{l_k} \{b_k \sigma_{pq}^{(j)}\} d\eta \quad (32)$$

このようにして求めた、き裂による応力場のかく乱 $\sigma_{pq}^{(j)}$ に式(20)-(25)で表されるき裂がない場合の熱応力 $\sigma_{pq}^{(0)}$ を式(19)のように重ね合わせれば、境界条件式(7)~(13)を満足する応力場 $\sigma_{pq}^{(j)}$ が求まる。さらに、 $\sigma_{pq}^{(j)}$ をき裂面で満足すべき残りの境界条件式(14),(15)に代入すれば $\alpha_{x_j}^{(1)}, \alpha_{y_j}^{(1)}$ に関する特異積分方程式が次式のように得られる。

$$\int_0^{l_k} \frac{\alpha_{x_k}^{(1)}(\eta_k)}{y_k - \eta_k} d\eta_k + \sum_{j=1}^n \int_0^{l_j} \{ \alpha_{x_j}^{(1)}(\eta_j) \Gamma_{x_j}^{(1)}(y_{jk}, \eta_j) + \alpha_{y_j}^{(1)}(\eta_j) A_{y_j}^{(1)}(y_{jk}, \eta_j) \} d\eta_j = -{}^0\sigma_{xx}^{(1)}(y_k) / P_0$$

$$, x_k = 0, y_k \in y_{op} \quad (33)$$

$$\int_0^{l_k} \frac{\alpha_{y_k}^{(1)}(\eta_k)}{y_k - \eta_k} d\eta_k + \sum_{j=1}^n \int_0^{l_j} \{ \alpha_{y_j}^{(1)}(\eta_j) \Gamma_{y_j}^{(1)}(y_{jk}, \eta_j) + \alpha_{x_j}^{(1)}(\eta_j) A_{x_j}^{(1)}(y_{jk}, \eta_j) \} d\eta_j = -{}^0\sigma_{xy}^{(1)}(y_k) / P_0$$

$$, x_k = 0, 0 \leq y_k \leq l_k \quad (34)$$

ここで、

$$\alpha_{x_j}^{(1)}(\eta) = \frac{G_1 b_{x_j}}{2\pi(1-\nu_1)P_0}, \alpha_{y_j}^{(1)}(\eta) = \frac{G_1 b_{y_j}}{2\pi(1-\nu_1)P_0} \quad (35)$$

であり、 $\Gamma_{x,y}^{(1)}, A_{x,y}^{(1)}$ は式(28)-(32)によって導かれる x_j, y_j, η の関数である。転位密度の特異性を分離し

$$\alpha_{x_j}^{(1)}(\zeta_k) = \frac{g_{x_j}^{(1)}(\zeta_k)}{(1-\zeta_k^2)^{1/2}}, \alpha_{y_j}^{(1)}(\zeta_k) = \frac{g_{y_j}^{(1)}(\zeta_k)}{(1-\zeta_k^2)^{1/2}},$$

$$\zeta_k = 2\eta_k / l_k - 1 \quad (36)$$

と置き、離散化すれば、式(33),(34)の特異積分方程式は、 $g_{x_k}^{(1)}(\zeta_k), g_{y_k}^{(1)}(\zeta_k)$ に関する連立一次方程式に帰着される⁽⁵⁾。実際の数値計算においては、最初に各き裂全領域が開口($y_{kop} : 0 < y_k < l_k$)していると仮定して連立方程式を解き、得られた $g_{x_k}^{(1)}(\zeta_k)$ より計算されるき裂開口変位 $U_{x_k x_k} < 0$ の領域で $g_{x_k}^{(1)}(\zeta_k) = 0$ と置き、再び連立方程式を解く。このような計算過程を $U_{x_k x_k} < 0$ の領域がなくなるまで繰り返し、式(15)の y_{kop} を決定する。このとき、応力拡大係数は次式で与えられる。

$$[K_I, K_{II}] = \frac{\pi P_0}{\sqrt{2c}} [g_{x_k}^{(1)}(1), g_{y_k}^{(1)}(1)] \quad (37)$$

3. 応力拡大係数の数値計算例と干渉効果

3.1 数値計算パラメータ 簡単な例として1対の垂直表面き裂の場合を考え、接触を受ける順に crack-1, crack-2 と呼ぶことにし、各き裂先端の応力拡大係数を数値的に明らかにした。そして、摩擦係数、熱流入、き裂間距離、き裂長さなどが応力拡大係数とその干渉効果に及ぼす影響を調べた。また、基材を炭素鋼として、被覆材をアルミナ(Al_2O_3)、超硬合金(WC-Co)、窒化珪素(Si_3N_4)の3通りの場合を例にとり比較検討した。各材料定数を表1に示す。また、無次元被覆厚さを $h = 0.5$ 、すべり率を $S_f = 0.1$ とし、転がり速度を $V = 1.0$ (m/s)、接触半幅を $c = 0.1$ mm、とした。このとき、各ペクレ数を表2に示す。

Table 1 Material Property of Layers and Substrate

	Al_2O_3	WC-Co	Si_3N_4	Carbon Steel
E_j (GPa)	390.0	522.7	318.0	207.0
ν_j	0.23	0.222	0.27	0.3
$\alpha_j \times 10^6$ (K^{-1})	7.19	5.34	2.6	11.0
K_j (W/mK)	20.73	33.5	21.0	43.0
$k_j \times 10^6$ (m^2/s)	4.99	11.4	0.98	11.7

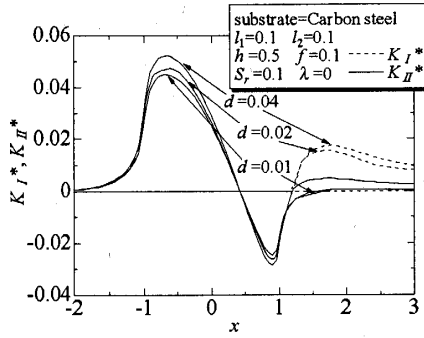
Table 2 Peclet Number

	Al_2O_3 / Carbon Steel	WC-Co / Carbon Steel	Si_3N_4 / Carbon Steel
R_I	340.7	111.7	2082.5
R_{II}	145.3	108.8	174.4

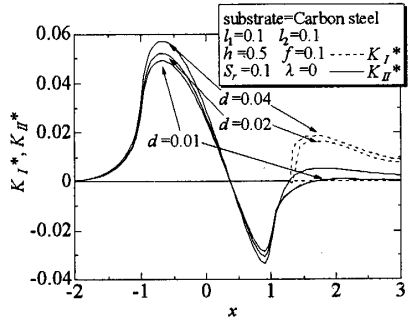
なお、本論文では、応力拡大係数 K_I, K_{II} の数値計算結果を、すべて次式で示される無次元応力拡大係数 K_I^*, K_{II}^* で表すものとする。

$$K_I^* = \frac{K_I}{P_0 \sqrt{c}}, K_{II}^* = \frac{K_{II}}{P_0 \sqrt{c}} \quad (38)$$

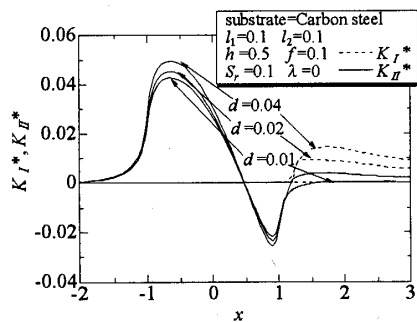
3.2 ローラの移動に伴う応力拡大係数の変動 図3(a), (b), (c)にはそれぞれ各被覆材について crack-1 の応力拡大係数のローラの移動に伴う変動を示す。いずれも無次元き裂長さ $l_1 = l_2 = 0.1$ 、摩擦係数 $f = 0.1$ 、熱流入がない($\lambda = 0$)場合で、き裂間距離が3通りに変化した場合($d = 0.01, 0.02, 0.04$)を示す。破線で示されるモードIの応力拡大係数はき裂が接触領域にさしかかるあたりまで発生しており、接触領域に入る直前で最大 $K_{I \max}^*$ を示している。実線で示されるモードIIの応力拡大係数はき裂が接触領域にさしかかった直後に最小値 $K_{II \min}^*$ を示し、接触領域の中心から接触領域を抜け出るまでの間で最大値 $K_{II \max}^*$ を示している。また、き裂間距離が短くなるにつれて相互干渉により応力拡大係数の値は小さくなっている。被覆材の相違によ



(a) Layer = Al₂O₃



(b) Layer = WC-Co

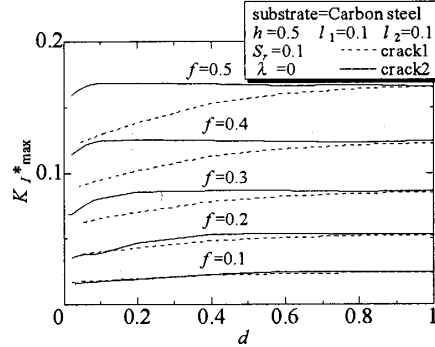


(c) Layer = Si₃N₄

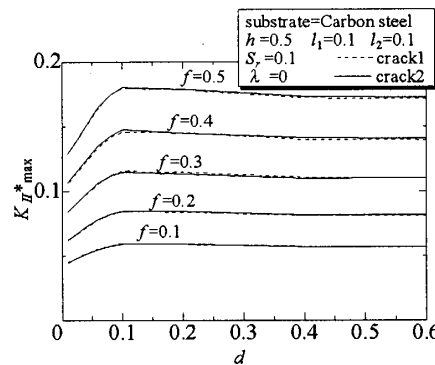
Fig 3 Stress Intensity Factors K_I^* , K_{II}^* vs crack location

て応力拡大係数の変動や最大値はあまり大きく変化していないが、弾性係数が最も大きい超硬合金被覆材の $K_{I\max}^*$, $K_{II\max}^*$ の値が最も大きくなっている。

3.3 干渉効果に及ぼす摩擦係数の影響 図 4 (a), (b) にはアルミナ被覆材の場合を例にとり, $\lambda = 0$, $l_1 = l_2 = 0.1$ の場合で, 摩擦係数を $f = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ と 5 通りに変化させた場合の, 応力拡大係数モード I の最大値 $K_{I\max}^*$ およびモード II の最大値 $K_{II\max}^*$ のき裂間距離 d による変動を示す。また crack-1 を破線で crack-2 を実線で示す。いずれの場合も摩擦係数が大きくなるにしたがって $K_{I\max}^*$, $K_{II\max}^*$ の値も大きくなる。図 4 (a) よりモード I の応力拡大係数 $K_{I\max}^*$ は摩擦係数が小さい場合は d の減少とともに単調に減少する。これに対し, 摩擦係数が大きい場合には, crack-2 の $K_{I\max}^*$ は両き裂がかなり接近するまで相互干渉の影



(a) $K_{I\max}^*$



(b) $K_{II\max}^*$

Fig 4 $K_{I\max}^*$ and $K_{II\max}^*$ as a function of the distance d showing the effect of f (Al₂O₃)

響を受けず, ほぼ単一き裂の値を保持しており $d = 0.1$ あたりで急に $K_{I\max}^*$ の値が減少し始めているのに対し, crack-1 の $K_{I\max}^*$ は $d = 0.8$ 程度離れた距離でもすでに相互干渉の影響が現れはじめ d の減少に伴って $K_{I\max}^*$ の値も crack-2 に比べ顕著に減少している。これは, $K_{I\max}^*$ はき裂が接触領域に入る直前でき裂を開く方向の表面摩擦力によって生ずることを考慮すれば, 最初に接触を受ける crack-1 に $K_{I\max}^*$ が生じる場合は, 両き裂に同時に摩擦力が作用するので, crack-1 の $K_{I\max}^*$ は相互干渉の影響を受けるものと思われる。しかしながら crack-2 に $K_{I\max}^*$ が生じる場合は, crack-1 はすでに接触ローラの下で完全閉口の状態になっており, 結局は crack-2 のみが単独で存在しているのと同じ状況と見なせるので, crack-2 には両き裂がかなり近接した場合を除き相互干渉が見られないものと考えられる。一方, 図 4(b) より, $K_{II\max}^*$ はいずれの場合も両き裂で相違がなく, き裂長さと同じ $d = 0.1$ あたりから d が小さくなるに伴い, 相互干渉の影響によりその値が減少していることがわかる。

さらに, 摩擦係数が相互干渉に及ぼす影響を定量的に評価するために, 本数値計算の範囲で両き裂が最も接近した場合 ($d = 0.01$) の応力拡大係数の値と単一き

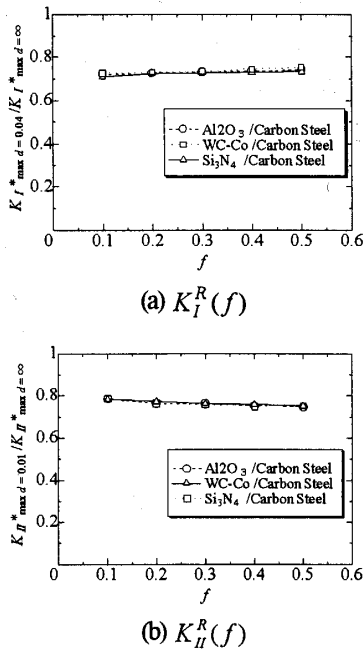


Fig 5 $K_I^R(f)$ and $K_{II}^R(f)$ as a function of f

裂の場合 ($d = \infty$) の応力拡大係数の値の比 $K_I^R(f)$, $K_{II}^R(f)$ を次式のように定義する.

$$K_I^R(f) = \left(K_{I \max}^* \right)_{d=0.01} / \left(K_{I \max}^* \right)_{d=\infty} \quad (39)$$

$$K_{II}^R(f) = \left(K_{II \max}^* \right)_{d=0.01} / \left(K_{II \max}^* \right)_{d=\infty} \quad (40)$$

このとき $K_I^R(f)$, $K_{II}^R(f)$ の値が小さい程, 干渉効果は大きいものと定義できる. そこで, 図 5(a), (b)にはそれぞれ $K_I^R(f)$, $K_{II}^R(f)$ の摩擦係数による変化を示す. 摩擦係数の増加とともに $K_I^R(f)$ は僅かに増加しており, $K_{II}^R(f)$ は僅かに減少してはいるものの, $K_I^R(f)$, $K_{II}^R(f)$ は摩擦係数によりあまり大きな変化はなく, いずれの被覆材の場合にも, 摩擦係数は干渉効果にあまり大きな影響を及ぼさないことがわかる.

3.4 干渉効果に及ぼす熱流入の影響 熱流入が増加すると, 表面に圧縮熱応力が生じ表面き裂は閉じてしまうので, モード I の応力拡大係数は生じなくなる. したがって, ここではモード II の応力拡大係数の最大値 $K_{II \max}^*$ のみを考える. また, 摩擦係数は $f=0.1$ とする. 図 6(a)にはアルミナ被覆材, 図 6(b)には超硬合金被覆材および窒化ケイ素被覆材について, $\lambda=0, 0.5, 1.0, 1.5$ と 4 通りに変化させた場合について $K_{II \max}^*$ のき裂間距離 d による変動を示す. いずれの場合も crack-1 と crack-2 の値はほとんど同じであることがわかる. また, アルミナおよび超硬合金被覆材の場合は λ の増加とともに顕著に大きくなっているが, 窒化ケイ素被覆材の場合には λ が増加してもあまり大きくない. これは, 表 2 を参照すれば窒化ケイ素のペクレ数が $R_1=2082.5$ と非常に大きいので, 熱の拡散

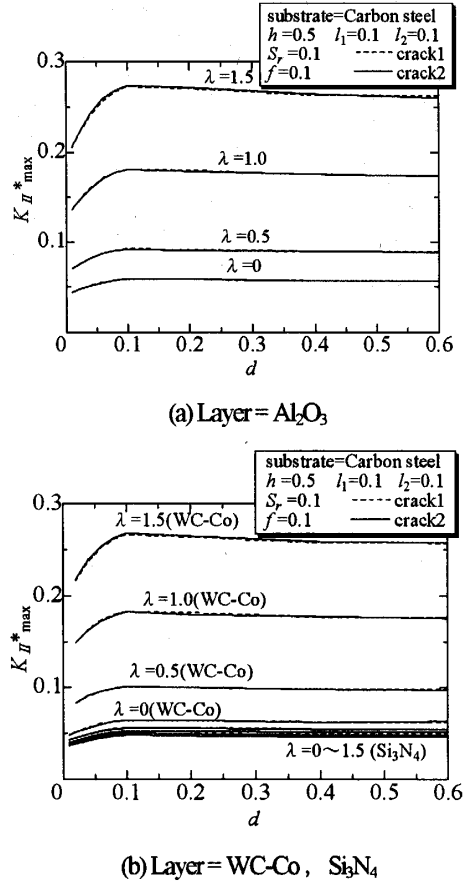


Fig 6 $K_{II \max}^*$ as a function of d showing the effect of λ

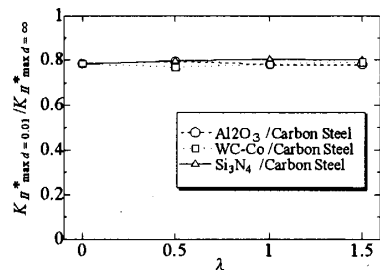


Fig 7 $K_{II}^R(f)$ as a function of λ

速度に比べ熱源の移動速度が非常に早いため, 熱流入の影響をあまり受けず温度上昇も小さいためと考えられる. さらに, 表 1 を参照して熱応力パラメタ $E_1\alpha_1$ を計算すれば, アルミナで $E_1\alpha_1=2.804 \text{ MPaK}^{-1}$, 超硬合金で $E_1\alpha_1=2.791 \text{ MPaK}^{-1}$, 窒化ケイ素で $E_1\alpha_1=0.827 \text{ MPaK}^{-1}$ となり, 窒化ケイ素の場合が最も小さくなっている. また, 被覆材の種類に関係なく, またいずれの熱流入強さの場合も, き裂長さと同じ距離 $d=0.1$ あたりから, 両き裂接近に伴い相互干渉の影響により $K_{II \max}^*$ が減少していることがわかる.

次に, 熱流入強さ λ が相互干渉に及ぼす影響について定量的に評価するために, 図 7 には式(40)と同様の方法で求めた $K_{II}^R(\lambda)$ の熱流入強さ λ による変化を示す. これよりアルミナ, 超硬合金, 窒化ケイ素, いずれの

被覆材の場合も $K_{II}^R(\lambda) \approx 0.8$ となり、 λ が増加してもほとんど変化していない。したがって、いずれの被覆材の場合にも、熱流入強さは干渉効果にあまり大きな影響を及ぼさないことがわかる。

3.5 き裂長さが干渉効果に及ぼす影響 (き裂長さが等しい場合) き裂長さが干渉効果に及ぼす影響を明らかにするために、図8にはアルミナ被覆材の場合について、両き裂長さを $l_1=l_2=0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ と4通りに変化させた場合について、 K_{II}^* のき裂間距離 d による変動を示す。き裂が長くなるにしたがって K_{II}^* の値は増加し、実線で示される crack-2 の方が、破線で示される crack-1 よりも僅かではあるが大きくなっていく傾向が見られる。いずれの場合も、き裂間距離 d が小さくなるにしたがって相互干渉の影響により K_{II}^* の値は減少していく。さらに、大まかな傾向として $l_1=l_2=0.1$ の場合では $d \leq 0.1$ で、 $l_1=l_2=0.2$ の場合では $d \leq 0.2$ で、 $l_1=l_2=0.3$ の場合では $d \leq 0.3$ で、 $l_1=l_2=0.4$ の場合では $d \leq 0.4$ で、それぞれ K_{II}^* が著しく減少しており、き裂間距離がき裂長さと同しくなったあたり ($d \approx l_1=l_2$) から相互干渉の影響が現れ始めていることがわかる。そして、き裂長さが長くなる程、相互干渉による減少が著しくなっている。そこで、式(40)と同様の方法で求めた $K_{II}^R(l_2)$ の値によって干渉効果を定量的に評価する。図9には $K_{II}^R(l_2)$ のき裂長さ ($l_1=l_2$) による変化を示す。これより、き裂長さが増加するにしたがって $K_{II}^R(l_2)$ は $K_{II}^R(0.1) \approx 0.8$ から $K_{II}^R(0.4) \approx 0.7$ まで、ほぼ直線的に減少しており、き裂長さは干渉効果に影響を及ぼすことがわかる。なお、このとき計算結果から、次式の $K_{II}^R(l_2)$ に関する簡易式を推定することができる。

$$K_{II}^R(l_2) = -\frac{1}{3}(l_2 - 2.5) \quad (41)$$

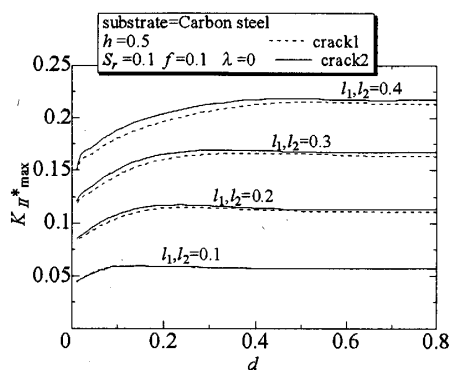


Fig 8 K_{II}^* as a function of the distance d showing the effect of l_1 and l_2

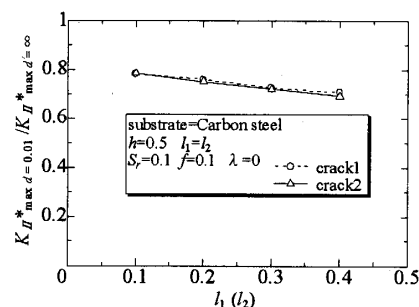


Fig 9 K_{II}^* as a function of l_1 or l_2

3.6 干渉効果に及ぼすき裂長さの影響 (異なるき裂長さの場合) ここでは、crack-1 のき裂長さが $l_1=0.4$ と一定で、crack-2 のき裂長さ l_2 が種々変化する場合を考える。図10には摩擦係数が $f=0.1$ で、熱流入がない場合 ($\lambda=0$)、crack-2 のき裂長さを $l_2=0.1, 0.2, 0.3, 0.35, 0.4$ と5通りに変化させた場合について K_{II}^* のき裂間距離 d による変動を示す。実線で示される crack-2 の K_{II}^* の値は l_2 が短くなるにしたがって小さくなり、 $l_2 < 0.4$ のとき、著しい干渉効果のため $d \leq 0.3$ で急激に減少している。一方、破線で示される crack-1 の K_{II}^* の値は l_2 が短いときは crack-2 の影響をほとんど受けず単一き裂の結果とほぼ等しくなっているが、 l_2 が長くなり $l_1=0.4$ に近づくと相互干渉の影響が現れている。たとえば、 $l_2=0.35$ の場合には $d=0.05$ あたりで crack-1 の K_{II}^* の値が最小を示し、これよりさらに接近すると再び単一き裂の結果になっている。しかし、crack-1 の干渉効果は crack-2 に比べ、はるかに小さいことがわかる。このことは、表面に複数き裂が発生した場合でも、もし1本でも長いき裂があれば、そのき裂1本だけが成長しトライボロジー損傷に至ることが予想され⁽⁶⁾、このときのき裂進展の解析は必ずしも複数き裂の解析を用いる必要がなく、単一き裂進展の解析でも十分に適用できることを示唆している。

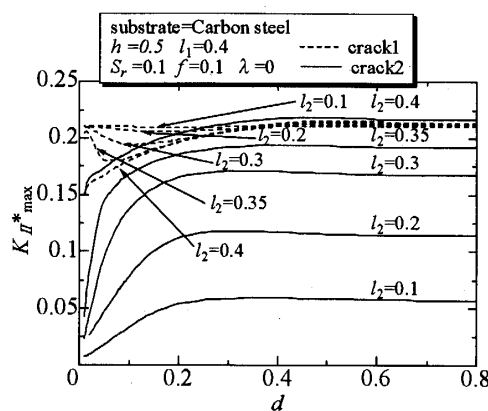


Fig 10 K_{II}^* as a function of the distance d showing the effect of l_1 and l_2

さらに、**crack-2**の干渉効果に及ぼすき裂長さ l_2 の影響について定量的に検討するために、図11には、 $f=0.1$ で $\lambda=0$ と $\lambda=1.5$ の2通りの場合について、式(40)と同様にして求めた**crack-2**の $K_{II}^R(l_2)$ のき裂長さ l_2 による変化を示す。これよりき裂長さが短くなるにしたがって $K_{II}^R(l_2)$ は顕著に減少しており大きな干渉効果が見られる。とくに、外部からの熱流入がない場合($\lambda=0$)の方が $\lambda=1.5$ の場合よりも l_2 の減少による干渉効果が著しくなっていることがわかる。

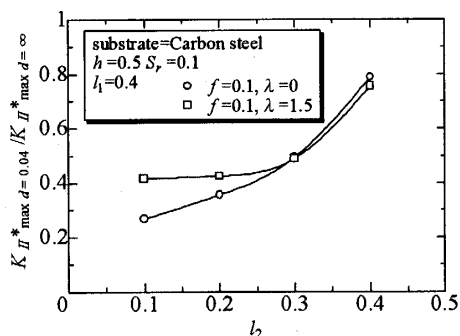


Fig 11 $K_{II}^R(l_2)$ as a function of l_2

4. 結 言

本研究では、被覆材の表面に複数の垂直き裂を有する被覆半無限弾性体が、加熱を伴う転がりすべり接触を受けるトライボロジー問題を破壊力学的に取り扱い、複数き裂先端の応力拡大係数を解析した。解析結果をもとに、一対のき裂を例にとり、アルミナ、超硬合金、窒化ケイ素を被覆材とし、炭素鋼を基材とした場合について応力拡大係数を数値的に明らかにし、摩擦係数や熱流入およびき裂長さなどがモードI、モードIIの応力拡大係数の最大値 $K_{I \max}^*$ 、 $K_{II \max}^*$ の相互干渉に及ぼす影響を数値的に検討し、本数値計算の範囲で次の結論を得た。

1. いずれの被覆材の場合についても、き裂が接近するに従い $K_{I \max}^*$ 、 $K_{II \max}^*$ の値は小さくなり、近接き裂間で相互干渉が見られる。特に、等長き裂の $K_{II \max}^*$ の値に関しては、き裂間隔がき裂長さよりも小さくなったときに干渉効果が現れる。
2. 両き裂が最も接近した場合($d=0.01$)の値と単一き裂の場合($d=\infty$)の値の比 K_I^R 、 K_{II}^R によって干渉効果を定量的に評価できるものとすれば、被覆材料、摩擦係数および熱流入強さはこの干渉効果にあまり大きな影響を及ぼさないが、き裂長さが異なる場合には、短い方のき裂に大きな干渉効果が見られる。

3. 摩擦係数が大きくなるとともに、いずれの被覆材の場合も $K_{I \max}^*$ 、 $K_{II \max}^*$ の値は増加する。一方、熱流入がある場合は、モードIは生じなくなってモードIIのみとなり、熱流入強さが大きくなるにしたがって、アルミナ、超硬合金被覆材の $K_{II \max}^*$ は増加するが、窒化珪素被覆材の $K_{II \max}^*$ はあまり増加しない。

参考文献

- (1) Ju, F. D. and Chen, T.Y., *Trans. ASME J. Tribol.*, **106**, (1984), 513-518.
- (2) Ju, F. D. and Liu, J. C., *Trans. ASME J. Tribol.*, **110**, (1988), 217-221.
- (3) Ju, F. D. and Liu, J. C., *Trans. ASME J. Tribol.*, **110**, (1988), 222-227.
- (4) Chen, T. Y., and Ju, F. D., *Trans. ASME J. Tribol.*, **111**, (1989), 270-277.
- (5) Leroy, J. M., Floquet, A. and Villechaise, B., *Trans. ASME J. Tribol.*, **111**, (1989), 538-544.
- (6) Rashid, M. and Seireg, A., *Trans. ASME J. Tribol.*, **109**, (1987), 487-495.
- (7) Rashid, M. and Seireg, A., *Trans. ASME J. Tribol.*, **109**, (1987), 496-501.
- (8) Chen, L. S. and Chu, H. S., *J. of Thermal Stresses*, **12**, (1989), 169-189.
- (9) Tian, X. and Kennedy, F. E., *Trans. ASME J. Tribol.*, **115**, (1993), 1-9.
- (10) Vick, B., Golan II, L. P. and Furey, M. J., *Trans. ASME J. Tribol.*, **116**, (1994), 238-246.
- (11) Goshima, T. and Takayama, H., *Proc. 1st Int. Sym. Thermal Stresses*, in Hamamatsu Japan, June, (1995), 67-70.
- (12) Goshima, T., Ishihara, S., Yamauchi, N. and Koizumi, T., *JSME International Journal, Ser. A*, **42-4**, (1999), 568-577.
- (13) Ling, F.F. and Mow, V.C., *Trans. ASME J. Basic. Engng.*, **87**, (1965), 729-734.
- (14) 石田誠, き裂の弾性解析と応力拡大係数, (1976), 17, 培風館.
- (15) Gerasoulis, A., *Compt. Math. Applics.*, **8**, (1982), 15-22.
- (16) 大橋秀三・石黒徹・後藤宏, 鉄と鋼, **77-5**, (1991), 652-659.