

摩擦熱を伴う転がりすべり接触荷重による 半無限体表面複数き裂の相互干渉*

五嶋孝仁*¹, 神島裕児*²

Mutual Interference of Multiple Surface Cracks in a Semi-Infinite Body due to Rolling-Sliding Contact Load with Frictional Heating

Takahito GOSHIMA and Yuuji KAMISHIMA

This paper deals with the two-dimensional rolling-sliding contact problem with frictional heat generation on an elastic half space containing multiple surface cracks. Rolling-sliding contact is simulated as an arbitrarily distributed contact load with normal and shear components, moving with constant velocity over the surface of the half-space. The frictional heat generation on the contact region is estimated by the use of sliding velocity, frictional coefficient and contact pressure. Numerical results of stress intensity factors are obtained for the case of two parallel cracks due to Hertzian and parabolic distributed loadings. The interference effects on the stress intensity factors with the distance between two cracks, and the effects of the slide/roll ratio, frictional coefficient and crack angle on the results, are considered.

Key Words: Elasticity, Thermal Stress, Stress Intensity Factor, Rolling-Sliding Contact, Mutual Interference, Surface Crack, Frictional Heating

1. 緒 言

鉄道のレールや歯車、転がり軸受などに見られる転がり疲労損傷に関連し、転がり疲労き裂に関する破壊力学的研究は、Keerら⁽¹⁾⁽²⁾による転がり接触を受ける半無限体の表面き裂の成長に関する解析以来、これまでにいくつかの報告^{(3)~(8)}がなされている。これらの解析はいずれも単一の表面き裂の場合を取扱っているが、実際には複数の表面き裂が生じている場合が多い。このため著者ら⁽⁹⁾や著者らの一人⁽¹⁰⁾は先に、複数表面き裂を有する半無限弾性体が転がり接触を受けたときの応力拡大係数を解析した。しかし、これらの解析はすべて等温問題を扱っている。工業上数多く見られる転がり接触では、通常すべり摩擦を伴ういわゆる転がりすべり接触となって摩擦熱が発生する。このため著者らの一人^{(11)~(14)}はこれまでに摩擦熱を伴う転がりすべり接触による表面き裂の応力拡大係数について報告したが、複数表面き裂に関して摩擦熱を伴う転がりすべり接触による応力拡大係数についての報告は見あたらないようである。

そこで本研究では複数表面き裂を有する半無限弾性体表面が、摩擦熱を伴う転がりすべり接触を受けたときの応力拡大係数の解析のための定式化を示した。転がりすべり接触は一般にヘルツおよび放物線分布の接触圧力と摩擦力で与えられる境界条件で表わし、各き裂面における摩擦はないものと仮定した。また、本解析においては転がり移動速度は温度伝導率と接触半長に比べて十分大きい(ベクレ数が大きい)ものと仮定し、き裂はいずれも短いとしてき裂による温度場のかく乱は無視できるものと仮定した。簡単な例として一対の平行き裂の場合について、き裂間距離や摩擦係数ならびにすべり率やき裂傾斜角などが応力拡大係数およびその相互干渉に及ぼす影響を数値的に検討した。

2. 座標系と境界条件

図1に示すように、表面に m 個の複数き裂を有する半無限弾性体が、移動速度 V の転がりすべり接触を受けている。半無限体表面で幅 $2c$ の接触領域が、任意分布 $P_s(\bar{x})$ の接触圧力と接線方向摩擦力 $fP_s(\bar{x})$ を受けているものとする。ここで f は摩擦係数である。このとき摩擦熱 $Q_s(\bar{x})$ は次式で与えられる。

$$Q_s(\bar{x}) = fV_s P_s(\bar{x}) \dots\dots\dots (1)$$

ここで V_s は転がり接触中のすべり速度を表す。以下

* 原稿受付 平成4年2月20日。

*¹ 正員、富山大学工学部 (〒930 富山市五福3190)。

*² 准員、(株)富山村田製作所 (〒939 富山市上野345)。

ではすべて k 番目のき裂に関するパラメータに添字 $k(k=1, 2, \dots, m)$ を付けて表わし、解析にあたっては、長さ \bar{t}_k 、傾斜角 β_k の各き裂に固定した座標系 $(\bar{\xi}_k, \bar{\zeta}_k)$ 、ローラとともに移動する座標系 (\bar{x}, \bar{y}) を採用する。さらに以下の無次元変数を用いて解析を行う。

$$\begin{aligned} (x, y) &= (\bar{x}/c, \bar{y}/c), (\xi_k, \zeta_k) = (\bar{\xi}_k/c, \bar{\zeta}_k/c) \\ x_k &= \bar{x}_k/c, x_k^* = \bar{x}_k^*/c, P(x) = P_s(\bar{x})/P_0 \\ d_k &= \bar{d}_k/c, \iota_k = \bar{\iota}_k/c, P_e = cV/x_t \\ S_r &= V_s/V, H_0 = 2\alpha_0 G_0 x_t (1+\nu)/K_t (1-\nu) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで x_t は温度伝導率、 K_t は熱伝導率、 G_0 は横弾性係数、 ν はポアソン比、 α_0 は線膨張係数、 P_0 は接触圧力の最大値を表す。また S_r はすべり率、 P_e はペクレ数である。

そこで、半無限体表面の接触領域で摩擦熱が生じ、非接触面は断熱されていると仮定し、さらにき裂による温度場のかく乱は無視できるものと仮定すれば、熱的境界条件は次式で与えられる。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = \begin{cases} fcVS_r P_0 P(x)/K_t, & |x| < 1 \\ 0, & |x| > 1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$(T)_{y \rightarrow -\infty} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 T は室温を基準として測った温度であり、室温では熱応力は生じていないものとする。

また、半無限体表面における力学的境界条件は次式のようになる。

$$(\sigma_{yy})_{y=0} = \begin{cases} -P_0 P(x), & |x| < 1 \\ 0, & |x| > 1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$(\sigma_{xy})_{y=0} = \begin{cases} fP_0 P(x), & |x| < 1 \\ 0, & |x| > 1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (6)$$

一方、無限遠においては次式が成り立つ。

$$(\sigma_{pq})_{y \rightarrow -\infty} = 0, (p, q = x, y) \quad \dots\dots\dots (7)$$

また、き裂面においては摩擦がないものと仮定すれ

ば、各き裂の表面における境界条件は次式となる。

$$(\sigma_{\xi_k \zeta_k})_{\zeta_k=0} = 0, 0 < \xi_k < \iota_k \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$(\sigma_{\xi_k \zeta_k})_{\zeta_k=0} = 0, \xi_k \in \epsilon_{k \text{ top}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで $\epsilon_{k \text{ top}}$ は k 番目のき裂の開口している領域を示す。

3. 応力解析

き裂を有する半無限体の転がりすべり接触による応力 σ_{ij} は、一般に、き裂のない半無限体の転がりすべり接触による応力 σ_{ij}^0 と、き裂による応力場のかく乱 σ_{ij}^1 を次式のように重ね合わせて求めることができる。

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^0 + \sigma_{ij}^1 (i, j = x, y \text{ or } \xi_k, \zeta_k) \quad \dots\dots\dots (10)$$

そこで、熱的境界条件式(3)(4)および力学的境界条件式(5)~(7)を満足する半無限体の転がりすべり接触による応力 σ_{ij}^0 は次式のようになる^{(14)~(18)}。

$$\frac{\sigma_{ij}^0}{P_0} = \begin{cases} \int_{-1}^1 P(t) F_{ij} dt & x \leq -1 \\ \int_{-1}^x P(t) G_{ij} dt + \int_{-1}^1 P(t) F_{ij} dt, & -1 < x \leq 1 \\ \int_{-1}^1 P(t) G_{ij} dt + \int_{-1}^1 P(t) F_{ij} dt, & x > 1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで

$$\begin{aligned} F_{ij} &= (2\pi P_e)^{-1/2} \{ (x-t)^2 + y^2 \}^{-3/4} H_0 S_r f A_{ij} \\ &\quad + 2 \{ y + (2H_0 S_r - 1)(x-t)f \} B_{ij} \{ (x-t)^2 + y^2 \}^{-2/\pi} \\ G_{ij} &= 0.5 f S_r D_{ij} (\pi P_e)^{-1/2} (x-t)^{-5/2} e^{-P_e y^2/4(x-t)} \\ A_{xx} &= \cos \theta_1 + \sin \theta_1 - 1.5 \cos \theta_0 (\cos \theta_2 + \sin \theta_2) \\ A_{yy} &= \cos \theta_1 + \sin \theta_1 + 1.5 \cos \theta_0 (\cos \theta_2 + \sin \theta_2) \\ A_{xy} &= 1.5 \cos \theta_0 (\cos \theta_2 - \sin \theta_2) \\ \theta_0 &= \tan^{-1} \left(\frac{x-t}{y} \right), \theta_1 = 1.5 \theta_0, \theta_2 = 2.5 \theta_0 \\ B_{xx} &= (x-t)^2, B_{yy} = y^2, B_{xy} = -y(x-t) \\ D_{xx} &= P_e y^2 - 2(x-t) - 4P_e(x-t)^2 \\ D_{yy} &= 2(x-t) - P_e y^2, D_{xy} = 2y(x-t)P_e \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (12)$$

一方き裂による応力場を求めるために、各き裂上の点 $z = z_{0k} (z_{0k} = x_k + \eta_k e^{-i\beta_k})$ に次式で定義される m 個の独立した転位 α_k を考える。

$$\alpha_k = \frac{G_0 \{ [U_{\epsilon_k \xi_k}] + i [U_{\zeta_k \zeta_k}] \} e^{-i\beta_k}}{i\pi c(x+1)} \quad (k=1, 2, \dots, m) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで $\{ [U_{\epsilon_k \xi_k}] + i [U_{\zeta_k \zeta_k}] \}$ は変位の不連続量を表す。このとき m 個の独立した転位 α_k による応力場を決定するための応力関数は次式で与えられる⁽¹⁹⁾。

$$\Phi_2(z) = \sum_{k=1}^m \left\{ \frac{\alpha_k}{z - z_{0k}} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

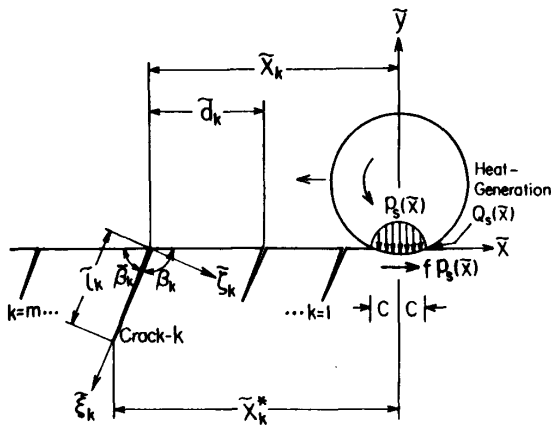


図1 座標系と解析モデル

$$\Psi_2(z) = \sum_{k=1}^m \left\{ \frac{\bar{\alpha}_k}{z - z_{0k}} + \frac{\alpha_k \bar{z}_{0k}}{(z - z_{0k})^2} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

このときの応力は Muskhelishvili⁽²⁰⁾ の表示により、

$$\sigma_{yy} + \sigma_{xx} = 2\{\Phi_2(z) + \bar{\Phi}_2(\bar{z})\} \dots\dots\dots (16)$$

$$\sigma_{yy} - \sigma_{xx} - 2i\sigma_{xy} = 2\{z\Phi_2'(z) + \bar{\Psi}_2(\bar{z})\} \dots\dots\dots (17)$$

ここで、' は $z(x+iy)$ に関する微分を表す。また Φ_2, Ψ_2 によって半無限体表面に生じた転位による応力を打ち消して表面自由とするための応力関数として次の Φ_3 を追加する⁽²⁰⁾、

$$\Phi_3(z) = \begin{cases} -\bar{\Phi}_2(z) - z\bar{\Phi}_2'(z) - \bar{\Psi}_2(\bar{z}), & \text{Im}(z) < 0 \\ \Phi_2(z), & \text{Im}(z) > 0 \end{cases} \dots\dots\dots (18)$$

このとき応力の表示は Muskhelishvili⁽²⁰⁾ によって次式のように与えられる。

$$\sigma_{yy} - i\sigma_{xy} = \Phi_3(z) - \Phi_3(\bar{z}) + (z - \bar{z})\bar{\Phi}_3'(z) \dots\dots\dots (19)$$

き裂による応力場 σ_{ij} はこれらの転位をそれぞれのき裂に沿って連続分布させる (η_k について積分する) ことにより得られ、これを式(6)および式(4), (5)に代入すれば α_k に関する次の多元連立特異積分方程式が得られる。

$$2e^{i\beta_k} \int_0^{l_k} \frac{\alpha_k(\eta_k)}{\xi_k - \eta_k} d\eta_k + \sum_{j=1}^m \int_0^{l_j} \{a_j(\eta_j)C_{1k}(\xi_k, \eta_j) + \bar{a}_j(\eta_j)C_{2k}(\xi_k, \eta_j)\} d\eta_j = -(\sigma_{\xi_k \xi_k}^0 - i\sigma_{\xi_k \eta_k}^0)_{\xi_k=0}, (k=1, 2, \dots, m) \dots\dots\dots (20)$$

ここで、

$$C_{1k}(\xi_k, \eta_j) = \bar{\Phi}_3(z_k; z_{0j}) + (1 - e^{2i\beta_k})\bar{\Phi}_3^*(z_k; z_{0j}) - e^{2i\beta_k}\bar{\Phi}_3(\bar{z}_k; z_{0j}) + e^{2i\beta_k}(z_k - \bar{z}_k)\bar{\Phi}_3'(\bar{z}_k; z_{0j}) + (1 - \delta_{kj})L_{1k}(\xi_k, \eta_j) \dots\dots\dots (21)$$

$$C_{2k}(\xi_k, \eta_j) = \Phi_3^*(z_k; z_{0j}) + (1 - e^{2i\beta_k})\bar{\Phi}_3(z_k; z_{0j}) - e^{2i\beta_k}\Phi_3^*(\bar{z}_k; z_{0j}) + e^{2i\beta_k}(z_k - \bar{z}_k)\bar{\Phi}_3'(z_k; z_{0j}) + (1 - \delta_{kj})L_{2k}(\xi_k, \eta_j) \dots\dots\dots (22)$$

$$L_{1k}(\xi_k, \eta_j) = \Phi_2^*(z_k; z_{0j}) + \bar{\Phi}_2^*(z_k; z_{0j})e^{2i\beta_k} \dots\dots\dots (23)$$

$$L_{2k}(\xi_k, \eta_j) = \bar{\Phi}_2^*(z_k; z_{0j}) + \{z_k\Phi_2^*(z_k; z_{0j}) + \bar{\Psi}_2^*(z_k; z_{0j})\}e^{2i\beta_k} \dots\dots\dots (24)$$

$$\bar{\Phi}_3(z; z_0) = \begin{cases} -1/(z - \bar{z}_0), & \text{Im}(z) < 0 \\ 1/(z - z_0), & \text{Im}(z) > 0 \end{cases} \dots\dots\dots (25)$$

$$\Phi_3^*(z; z_0) = \begin{cases} -(z_0 - \bar{z}_0)/(z - z_0)^2, & \text{Im}(z) < 0 \\ 0, & \text{Im}(z) > 0 \end{cases} \dots\dots\dots (26)$$

$$\bar{\Phi}_2^*(z; z_0) = 1/(z - z_0) \dots\dots\dots (27)$$

$$\bar{\Psi}_2^*(z; z_0) = \bar{z}_0/(z - z_0)^2 \dots\dots\dots (28)$$

$$\delta_{kj} = \begin{cases} 1, & k=j \\ 0, & k \neq j \end{cases}; z_k = x_k + \xi_k e^{-i\beta_k}$$

4. 数 値 計 算

式(20)を Gerasoulis⁽²¹⁾ の方法により数値的に解く。

$$\alpha_k(\eta_k) = \frac{P_0 \bar{a}_k(\bar{\eta}_k) e^{-i\beta_k}}{(1 - \bar{\eta}_k^2)^{1/2}}, \bar{\eta}_k = \frac{2\eta_k}{l_k} - 1 \dots\dots\dots (29)$$

上式のように置き、積分区間 $-1 \leq \bar{\eta}_k \leq 1$ を $2N_k$ 等分して節点 $\bar{\eta}_{k,n} (n=1 \sim 2N_k+1)$ を決め、3 節点ごとに Lagrange の補間を適用し、選点を $\bar{\xi}_{k,r} = \bar{\eta}_{k,r} + 1/2N_k (r=1 \sim 2N_k)$ のように選ぶ。また、半無限体表面とき裂が交わる点 ($\bar{\eta}_{k,1} = -1$) での $\alpha_k(\eta_k)$ の特異性は $1/2$ 以下であることを考慮して $\bar{a}_k(-1) = 0$ と仮定すれば、 $\bar{a}_k(\bar{\eta}_{k,n})$ に関する $\left(2 \sum_{k=1}^m N_k\right)$ 元の連立一次方

程式が得られる。実際の数値計算においては、最初に各き裂全領域が開口 ($\xi_{kop}: 0 < \xi_k < l_k$) していると仮定して連立方程式を解き、式(13)より得られるき裂開口変位 $U_{\xi_k \xi_k} < 0$ の領域で $Re\{\bar{a}_k(\bar{\eta}_{k,n})\} = 0$ と置き再び連立方程式を解く。このような計算過程をき裂開口変位 $U_{\xi_k \xi_k} < 0$ の領域がなくなるまで繰返し、式(9)の ξ_{kop} の領域を各ステップ x_k ごとに決定していく。本数値計算ではどの場合でも 3 回以下の繰返し計算で十分収束した。また選点数は $N_k = 10$ で十分な精度が得られた。このようにして数値計算された連立方程式の解 $\bar{a}_k(\bar{\eta}_{k,n})$ を用いて k 番目のき裂先端 ($n=2N_k+1$) における応力拡大係数は次式で与えられる。

$$K_I - iK_{II} = \pi P_0 \sqrt{2l_k c} \bar{a}_k(1) \dots\dots\dots (30)$$

一例として一對 ($m=2$) の平行き裂の場合について、

以下応力拡大係数の相互干渉を数値的に調べる。き裂は接触を受ける順にき裂1、き裂2と呼ぶことにし、両き裂間の距離を $d_k=d$ とする。また式(11)中の接触圧力分布 $P(x)$ については、図2に示すヘルツ分布と放物線分布の2種類の場合について計算し比較してみる。また本研究ではき裂は短く、ペクレ数が大きい場合を取扱っているため、 $t_1=t_2=0.1$ 、 $P_e=100$ とした。なお式(2)の無次元量 H_0 については、ほとんどの材料に関してほぼ1に近いことが知られているので⁽²²⁾⁽²³⁾、ここでは $H_0=1$ とした。

図3、4は接触圧力がヘルツ分布の場合、図5、6は放物線分布の場合で、それぞれき裂1、2について、ローラの移動に伴うモードIIの応力拡大係数 K_{II} の変動を示す。いずれも摩擦係数 $f=0.2$ 、き裂傾斜角度 $\beta_k=30^\circ$ で、すべり率が $S_r=0.7$ 、 0.1 の2とおりの場合に

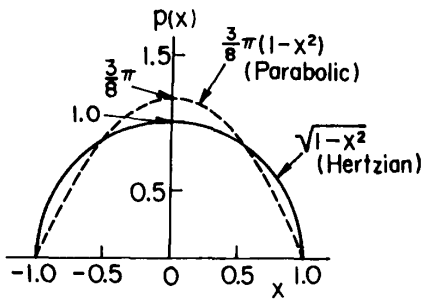


図2 接触圧力分布

ついてそれぞれ d を0.1または0.05まで両き裂を接近させた場合の結果を示す。さらに図7、8にはこのときの応力拡大係数変動幅 $\Delta K_{II}=(K_{II})_{\max}-(K_{II})_{\min}$ の d による変動を示し、それぞれヘルツおよび放物線接触圧力分布の場合についてすべり率が4とおりに変化した場合を示してある。いずれの場合も両き裂が近づくに従ってとくにき裂2の K_{II} および ΔK_{II} の値は相互干渉により急激に小さくなり大きな干渉効果が見られるが、き裂1ではこの干渉効果はかなり小さくなっている。そしてこの干渉効果はすべり率が大きい程著しくなっている。また、接触圧力分布の相違(ヘルツ分布と放物線分布)は、 K_{II} の変動や大きさにかなり影響を及ぼしている(図3~6)。しかし、き裂間距離による干渉効果には接触圧力分布の相違はほとんど影響を及ぼしていない。なお、図3~6において $d=1.0$ の場合の数値結果は、同じ条件でき裂が一個の場合に対する既報⁽⁴⁾の結果と一致している。

また、摩擦係数が干渉効果に及ぼす影響を明らかにするために、図9、10には $\beta_k=30^\circ$ 、 $S_r=0.1$ で摩擦係数 f が4とおりに変化した場合の応力拡大係数変動幅 ΔK_{II} の d による変動を示す。それぞれヘルツ分布と放物線分布の接触圧力の場合について示してある。いずれの場合も両き裂が近づくに従ってとくにき裂2の ΔK_{II} の値は相互干渉により急激に小さくなり大きな干渉効果が見られる。また、き裂1ではこの干渉効果

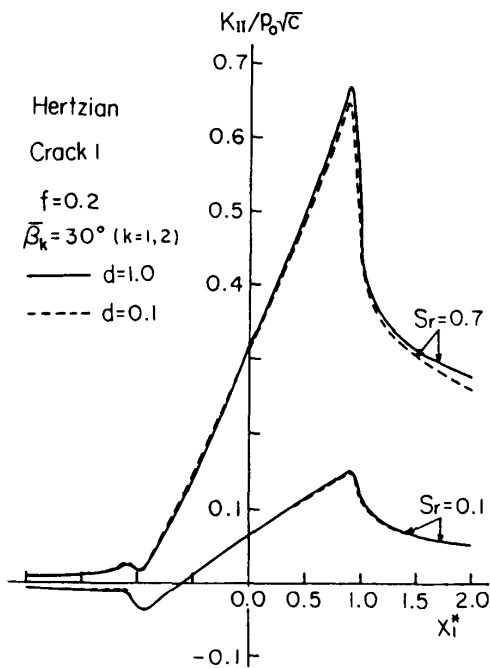


図3 き裂1の応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉のすべり率による影響 (ヘルツ分布接触圧)

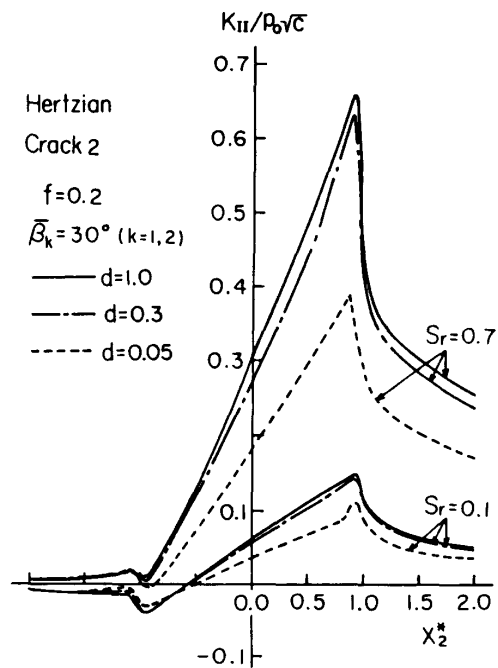


図4 き裂2の応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉のすべり率による影響 (ヘルツ分布接触圧)

はかなり小さくなっている。そして、この干渉効果は摩擦係数が大きい程著しくなっており、接触圧力分布の相違によってはほとんど影響を受けていない。

一方、図 11 および 12 にはそれぞれヘルツおよび放物線接触圧力分布の場合について、モード I の応力拡大係数 K_I のローラの移動に伴う変動を示す。 $\bar{\beta}_k=30^\circ$ 、 $S_r=0.1$ として、摩擦係数が $f=0.2$ と 0.8 の 2 とおりの場合についてそれぞれ $d=1.0, 0.5, 0.3$ の 3 とおりの場合の結果を示す。本数値例ではすべり率が小さい ($S_r=0.1$) での摩擦係数が大きくなれば、き裂を開くトラクションのほうが S_r よりも大きく影響を及ぼし K_I の値も大きくなっている。また、き裂 1 は $x_1^* >$

-1.0 で接触領域に入るので、 $x_1^* = -1.0$ でき裂 1 が閉じると同時にき裂 2 に急激に大きなトラクションが働き、破線で示されるようにき裂 2 の変動は $x_1^* = -1.0$ で不連続となっている。いずれの場合も両き裂が近づくと従って K_I の値は相互干渉により小さくなっている。この干渉効果は摩擦係数や接触圧力分布およびき裂 1, 2 の相違によってあまり大きく影響を受けていない。しかし、厳密には放物線圧力分布の場合の干渉

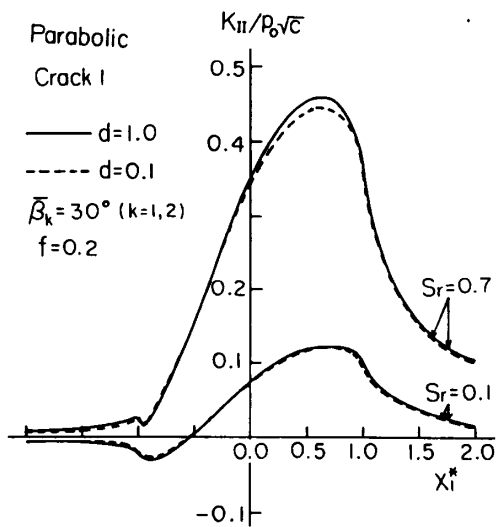


図 5 き裂 1 の応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉のすべり率による影響 (放物線分布接触圧)

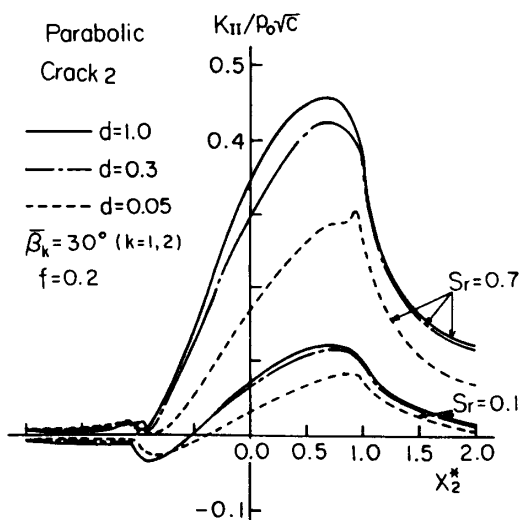


図 6 き裂 2 の応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉のすべり率による影響 (放物線分布接触圧)

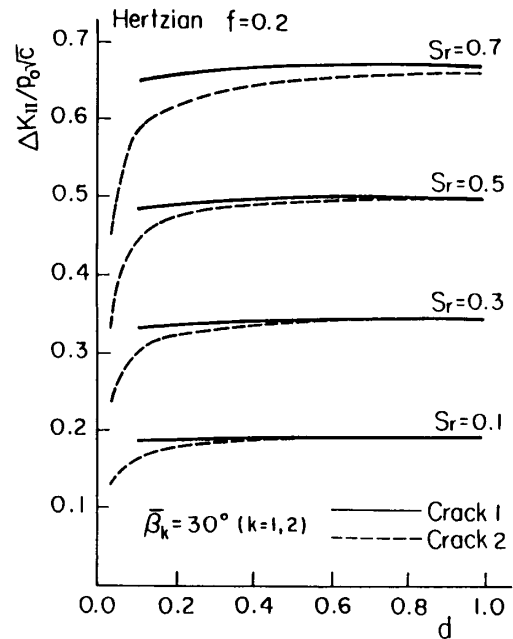


図 7 応力拡大係数変動幅 ΔK_{II} の相互干渉に及ぼすすべり率の影響 (ヘルツ分布の接触圧力の場合)

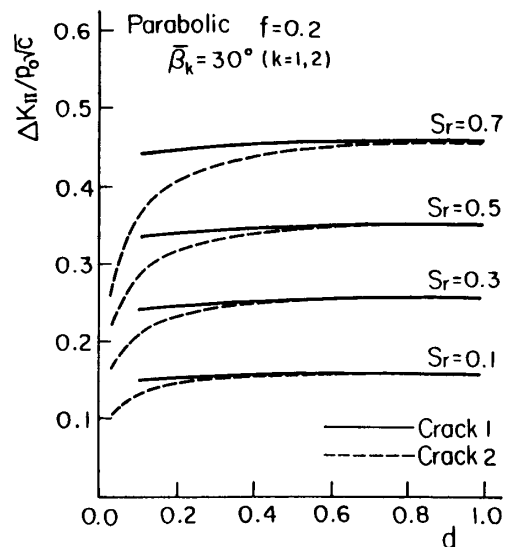


図 8 応力拡大係数変動幅 ΔK_{II} の相互干渉に及ぼすすべり率の影響 (放物線分布の接触圧力の場合)

効果のほうがヘルツの場合のそれよりもわずかに大きく、とくに放物線圧力分布の場合にはき裂2よりもき裂1の干渉効果のほうがわずかに大きくなっている。

最後に、き裂傾斜角度 $\bar{\beta}_k$ が応力拡大係数とその相互干渉に及ぼす影響を検討するために、以下ではヘルツ接触圧力分布で $S_r=0.1$, $f=0.2$ の場合について、 d が種々変化した場合の K_{II} および ΔK_{II} の数値結果を示す。まず、図13および14には $\bar{\beta}_k=20^\circ, 60^\circ$ の2

とおりの場合について、それぞれき裂1およびき裂2の K_{II} のローラの移動に伴う変動を示す。 $\bar{\beta}_k=20^\circ$ の浅いき裂では接触の影響を大きく受けローラがき裂上にさしかかってから早めに K_{II} は最大を示しており、

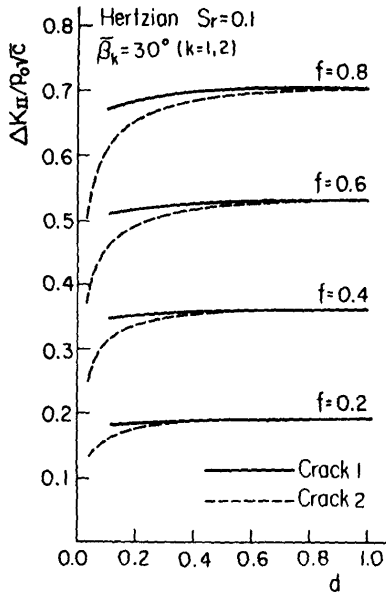


図9 応力拡大係数変動幅 ΔK_{II} の相互干渉に及ぼす摩擦係数の影響 (ヘルツ分布の接触圧力の場合)

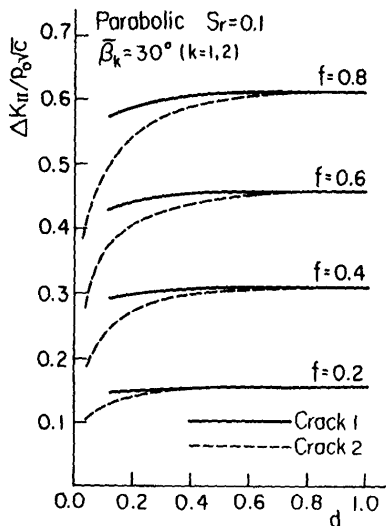


図10 応力拡大係数変動幅 ΔK_{II} の相互干渉に及ぼす摩擦係数の影響 (放物線分布の接触圧力の場合)

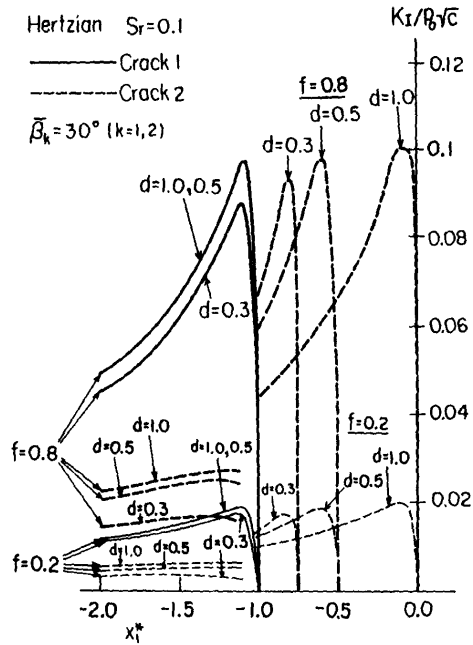


図11 応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉の影響 (ヘルツ分布の接触圧力の場合)

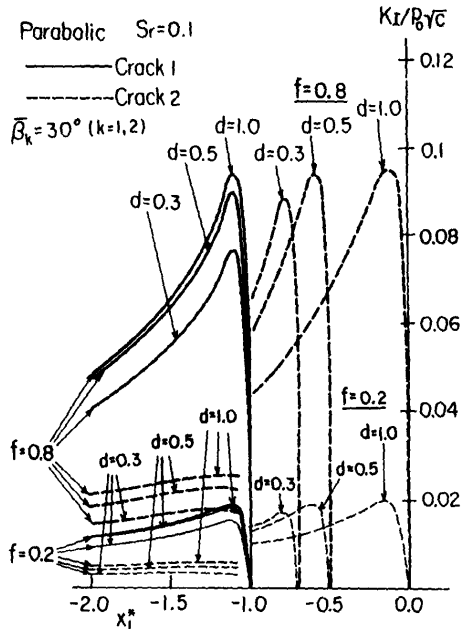


図12 応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉の影響 (放物線分布の接触圧力の場合)

$\bar{\beta}_k=60^\circ$ の深いき裂ではき裂先端が接触面から離れているのでき裂が接触領域を抜けて直前になって K_{II} はピーク値を示している。また、図15には $\bar{\beta}_k$ が4とおりに変化した場合についてこのときの ΔK_{II} の d による変動を示す。いずれのき裂傾斜角度の場合もき裂2の干渉効果のほうがき裂1のそれよりも大きくなっているが、 $\bar{\beta}_k$ の相違が干渉効果に及ぼす影響は明確には認められない。さらに図16には $d=1.0, 0.1, 0.05$ の3とおりの場合について、き裂傾斜角度 $\bar{\beta}_k$ による ΔK_{II} の変化を示す。いずれの場合も $\bar{\beta}_k=30^\circ\sim 40^\circ$ あたりで ΔK_{II} は最大となっており、最大値を示すき裂角度はき裂間距離 d の影響をあまり受けていない。

5. 結 言

複数表面き裂を有する半無限体表面が、摩擦熱を伴う転がりすべり接触荷重を受けたとき、き裂の応力拡大係数の解析のための定式化を示し、とくに一对の平行き裂の場合について、すべり率や摩擦係数および接触圧力分布形状（ヘルツまたは放物線）並びにき裂傾

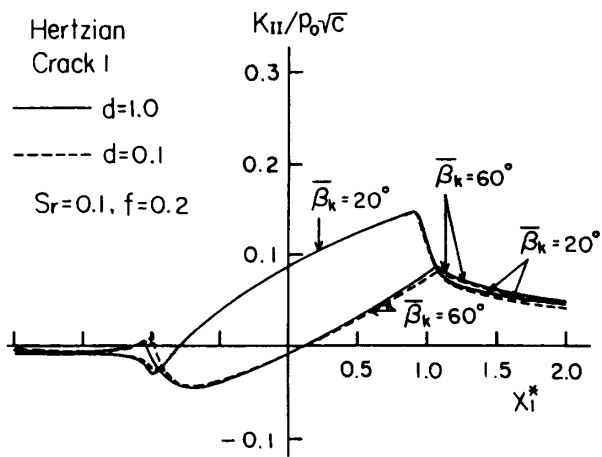


図13 き裂1の応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉のき裂傾斜角度による影響（ヘルツ分布の接触圧力の場合）

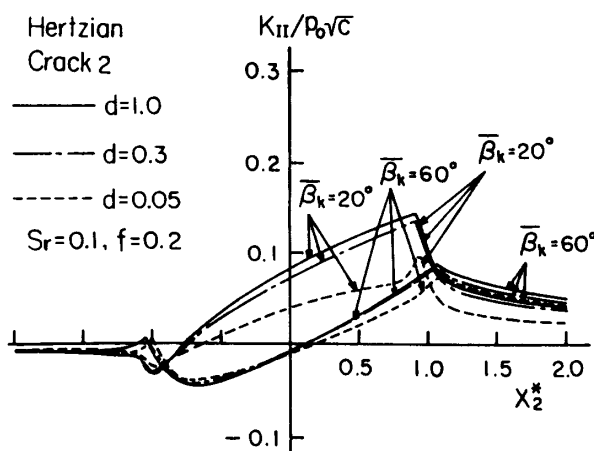


図14 き裂2の応力拡大係数 K_{II} の変動に及ぼす相互干渉のき裂傾斜角度による影響（ヘルツ分布の接触圧力の場合）

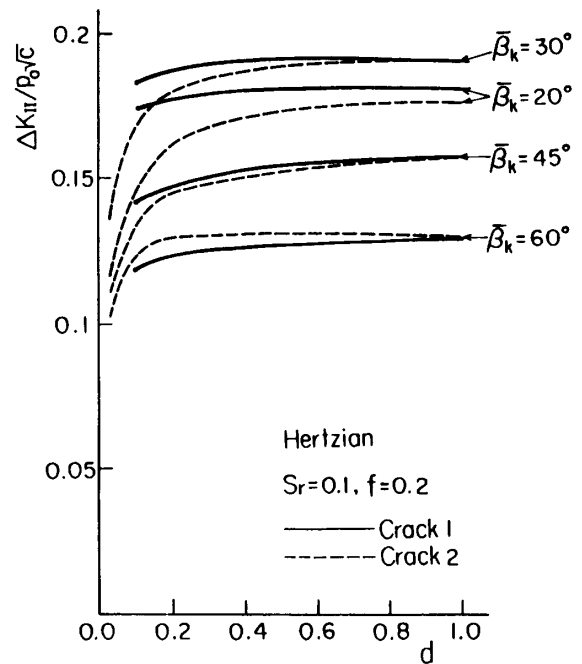


図15 応力拡大係数変動幅 ΔK_{II} の相互干渉に及ぼすき裂傾斜角度の影響（ヘルツ分布接触圧）

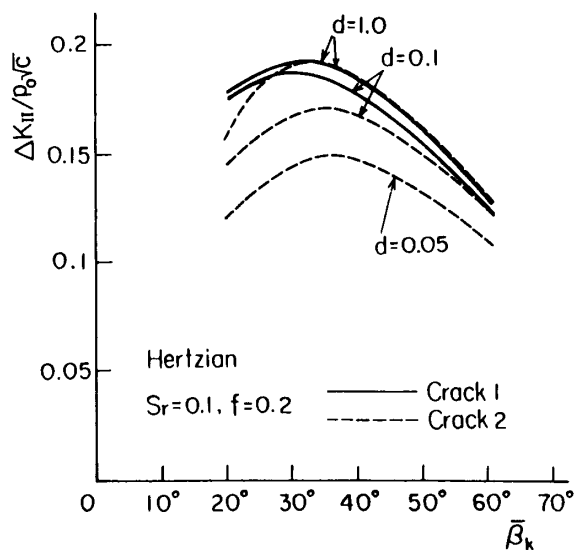


図16 応力拡大係数変動幅 ΔK_{II} のき裂傾斜角度による変動（ヘルツ分布接触圧）

斜角度が応力拡大係数に及ぼす影響を数値的に明かにし、次の結論を得た。

(1) 本数値例ではいずれの場合にもき裂が近づくと従いモード I およびモード II の応力拡大係数とその変動幅は小さくなり近接き裂間で相互干渉が見られる。

(2) この相互干渉によるモード II の応力拡大係数に及ぼす干渉効果は、すべり率および摩擦係数が大きいほど著しくなるが、き裂傾斜角度や接触圧力分布の相違によってはあまり影響を受けない。また最初に接触を受けるき裂 1 よりも、続いて接触を受けるき裂 2 のほうがこの干渉効果は著しい。一方この相互干渉によるモード I の応力拡大係数に及ぼす干渉効果は、摩擦係数や接触圧力分布の相違によってあまり影響を受けない。

(3) 本数値例では、き裂間距離に関係なく、き裂が荷重進行方向に向かって表面から 30° ~ 40° 程度傾斜した場合に、モード II の応力拡大係数変動幅は最大となる。

最後に、本研究を遂行するにあたりご指導いただいた、Northwestern 大学の L. M. Keer 教授、および当時富山大学工学部学生であった高橋元総君に深く感謝する。

文 献

(1) Keer, L. M. and Bryant, M. D., *Trans. ASME J. Lubr. Technol.*, **105** (1983), 198.

- (2) Bryant, M. D., Miller, G. R. and Keer, L. M., *Q. J. Mech. Appl. Math.*, **37** (1984), 467.
- (3) Hearle, A. D. and Johnson, K. L., *J. Mech. Phys. Solids*, **33-1** (1985), 61.
- (4) Sheppard, S., Barber, J. R. and Comninou M., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **52** (1985), 811.
- (5) Murakami, Y., Kaneta, M. and Yatsuzuka, H., *ASLE Trans.*, **28** (1985), 60.
- (6) Kaneta, M., Murakami, Y. and Yatsuzuka, H., *ASLE Trans.*, **28** (1985), 407.
- (7) Kaneta, M., Murakami, Y. and Yatsuzuka, H., *Tribology International*, **20** (1987), 210.
- (8) Bower, A. F., *Trans. ASME J. Tribol.*, **110** (1988), 704.
- (9) 五嶋・ほか 2 名, *機論*, **57-533, A** (1991), 19.
- (10) 五嶋, *機論*, **58-547, A** (1992), 386.
- (11) Goshima, T. and Keer, L. M., *Trans. ASME, J. Tribol.*, **112** (1990), 382.
- (12) Goshima, T., Hanson, M. T., and Keer, L. M., *J. Thermal Stresses*, **13** (1990), 237.
- (13) 五嶋・宮尾, *機論*, **58-547, A** (1992), 393.
- (14) 五嶋・Keer, L. M., *機論*, **56-532, A** (1990), 2567.
- (15) Johnson, K. L., *Contact Mechanics*, (1984), 19, Cambridge University Press.
- (16) Ling, F. F. and Mow, V. C., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, **87** (1965), 729.
- (17) Mow, V. C. and Cheng, H. S., *Z. Angew. Math. Phys.*, **18** (1967), 500.
- (18) Ju, F. D. and Huang, J. H., *Wear*, **79** (1982), 107.
- (19) Dundurs, J., *Mathematical Theory of Dislocations*, (1975), 70, ASME Publication.
- (20) Muskhelishvili, *Some Basic Problems in the Mathematical Theory of Elasticity*, (1954) 4th Ed. Noordhoff.
- (21) Gerasoulis, A., *Comput. Math. Applics.*, **8** (1982), 15.
- (22) Azarkhin, A., Barber, J. R. and Rolf, R. L., *Key Engineering Materials*, **33** (1989), 135.
- (23) Hills, D. A. and Barber, J. R., *Wear*, **102** (1985), 15.