球圧子押込みによるセラミックス
表面層の微小破壊強度の評価*市川 昌弘^{*1}, 大串 浩司^{*2}, 高松 徹^{*1}Evaluation of Microfracture Strength of Surface Layers
of Ceramics Using a Spherical Indenter

Masahiro ICHIKAWA, Kohji OHGUSHI and Tohru TAKAMATSU

An investigation was carried out in order to develop a sphere indentation method for evaluating microfracture strength of surface layers of structural ceramics. Indentation tests on Si_3N_4 plates using a Si_3N_4 spherical indenter as well as conventional bending tests were carried out. The relationship between the ring crack initiation strength evaluated from indentation tests and bending fracture strength was examined using the concept of effective area based on the Weibull distribution. The indenter size dependence of the ring crack initiation strength was also examined using the same concept.

Key Words: Probabilistic Method, Ceramics, Material Testing, Ring Crack, Surface Layer, Effective Area, Indentation, Spherical Indenter

1. 緒 言

セラミックスを構造部材として用いるにあたり、表面層の強度が特に重要となる場合がある。例えば現在開発が進められているセラミックガスタービンでは、高速燃焼ガス中に含まれる微細粒子の衝突により翼の損傷が発生する可能性がある⁽¹⁾、表面層の強度が重要となる。またセラミックベアリングのボールやレースは表面のはく離によってその寿命が決定される⁽²⁾。さらにセラミックスの研削加工を考えた場合、研削能率は表面層の強度に大きく左右される⁽³⁾。

しかしこれらの表面層の強度を評価する場合、通常のバルク材に対する破壊試験は適用できない。そこで表面への球圧子押込みによるリングクラックの発生現象(図1)を利用して脆性材料の表面層の破壊強度を評価するという方法が考えられる。著者らはこの球圧子押込み試験法を確立することを目的として研究を行っている。

この球圧子押込みによるミクロ的な破壊現象は現象

そのものも基礎的に興味深く、古くから研究が行われてきている⁽⁴⁾。一般にリングクラックは球圧子を弾性体平面上に押込んだ場合に表面の接触円外側に生じる半径方向の引張応力 $(\sigma_r)_p$ により発生すると考えられている。ヘルツの弾性接触理論より $(\sigma_r)_p$ は次式で表される⁽⁵⁾。

$$(\sigma_r)_p = \frac{(1-2\nu_1)P}{2\pi r^2} = \frac{(1-2\nu_1)p_0 a^2}{3r^2} \quad (a \leq r < \infty) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで r は接触円中心からの距離、 P は垂直荷重、 p_0 は最大接触圧力である。 a は接触円半径で次式で表さ

図1 球圧子押込みとリングクラック

* 平成5年11月16日 材料力学講演会において講演、原稿受付 平成5年12月20日。

^{*1} 正員、電気通信大学 (〒182 調布市調布ヶ丘1-5-1)。

^{*2} 学生員、電気通信大学大学院。

れる。

$$a^3 = \frac{3}{4} RP \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \dots\dots\dots (2)$$

R は球圧子半径, ν_1, ν_2 は平板, 球のポアソン比, E_1, E_2 は平板, 球のヤング率を表す。

式(1)より, 半径方向の最大引張応力 $(\sigma_r)_{p, \max}$ は接触円境界 ($r=a$) に生じることがわかる。また $(\sigma_r)_{p, \max}$ がある一定値に達したときにクラックが発生すると仮定するとリングクラック発生荷重 P_f は R^2 に比例することになる。しかし Auerbach⁽⁴⁾ やその後の研究者達によって球径の小さい範囲では $P_f \propto R$ の関係 (Auerbach の法則) が成り立つことが確かめられている。Frank-Lawn⁽⁶⁾ は破壊力学を適用してリングクラックから表面下に進展したコーン状のクラックの寸法と荷重の関係より Auerbach の法則を説明した。一方 Oh-Finnie⁽⁷⁾ は脆性材料の強度の寸法効果の説明によく用いられる有効面積の概念を適用し, 確率論により Auerbach の法則を説明した。これらの理論はその後他の研究者らによって検討されているが^{(8)~(11)}, 現在まで種々の材料に適用できる統一的な見解は示されていない。

本報では構造用セラミックスの表面層の強度の評価に球圧子押込み試験を適用する研究の一環として, 窒化けい素を対象として球圧子押込み試験を行い, 測定された表面層の強度と同一材料の四点曲げ強度との関係を, ワイブル分布に基づく有効面積の概念を用いて調べた。

2. 実験方法

2.1 球圧子および試験片 球圧子押込み試験では球圧子に直径 3.969, 7.938, 11.906 mm の HIP 焼

表 1 球と平板の弾性定数

	Young's modulus, GPa	Poisson's ratio
Indenter	304	0.28
Specimen	320	0.27

図 2 試験片の寸法・形状

結された窒化けい素球 (以下では 4, 8, 12 mm SN 球と記す) を用いた。押込み試験片と曲げ試験片はともにガス圧焼結窒化けい素 [日本特殊陶業 (株) 製 EC-141] で, 同一のロット材から切り出して所要の寸法に仕上げた。表 1 に球と試験片の弾性定数を, また図 2 に試験片の形状・寸法を示す。平板と球の材質が異なると接触面に弾性定数の違いによる接触摩擦が生じ, 平板内部の応力場がヘルツ理論に基づく理論解と異なってくるが⁽¹²⁾, 本研究で使用する平板と球の弾性定数の差はわずかであるので, 解析にはヘルツの理論解を適用した。

押込み試験片は押込み面を, 曲げ試験片は引張面を, とともに 800 番のダイヤモンド砥石により一方向に研削した。ただし曲げ試験片の研削方向は長手方向である。これらの試験片を以後 IGSN, BGSN と呼ぶことにする (I は Indentation, B は Bending を表し, GSN はガス圧焼結窒化けい素を表す)。

2.2 実験方法 球圧子押込み試験装置の概略図を図 3 に示す。試験は AE (アコースティックエミッション) を利用して行った [AE 計測装置には PAC 社 (株) 製 LOCAN-AT を使用]。すなわちリングクラックが発生したときに伝ばする弾性波を圧電素子により検出し, クラック発生時の荷重 P_f を測定した。一方四点曲げ試験は JIS R 1601 に準拠して行った。クロスヘッド速度は 0.50 mm/min とした。なお, 強度の応力速度依存性を考慮して, 球圧子押込み試験のクロスヘッド速度は破壊位置での応力速度が四点曲げでの応力速度にほぼ一致するように定めた。これにより四点曲げの応力速度 48.0 MPa/s に対し, 球圧子押込みの応力速度は約 45~54 MPa/s とすることができた。両試験ともにインストロン試験機を用い, 試験は室温, 大気中で行った。

図 3 球圧子押込み試験装置

3. 実験結果

押込み試験後、すべての押込み点を光学顕微鏡により観察し、AE検出とリングクラック発生に対応を確認した。図4にリングクラックの写真の一例を示す。球圧子についても表面を観察したが平板よりも先にクラックが発生するというようなことは全くなかった。リングクラックは最大応力の生じる接触円境界ではなくその20%程度外側に発生した。この点はガラスに対する既存の実験結果⁽¹²⁾とほぼ一致した。この現象については次の二とおりの説明がなされている。一つは破壊力学に基づくエネルギーバランスを用いた理論⁽¹³⁾で、他の一つはワイブル分布関数を元に発展させた確率的な理論⁽⁷⁾である。この現象を理解することはリングクラック発生メカニズムを解明することにもつながり、したがって検討すべき重要な問題と考えられる。

次に球圧子押込みについては P_f より接触円半径方向の最大引張応力 $(\sigma_r)_{p, \max}$ を算出してこれを微小破壊強度(リングクラック発生強度)と定義し、四点曲げについては最大曲げ応力 $\sigma_{b, \max}$ を曲げ強度として、各試験について強度の平均値と標準偏差を算出した。その結果を表2に示す。さらにこれらのデータをワイブル確率紙にプロットした結果を図5に示す。これより曲げ強度、微小破壊強度はともに2母数ワイブル分布にほぼ従うとみなせることがわかる。

図5および表2より、微小破壊強度は曲げ強度より大きくなること、球径が小さくなるほど大きくなることがわかる。また微小破壊強度のばらつきは変動係数が2%前後と極めて小さくなり、曲げ強度の9.45%と大きく異なった。最小二乗近似により求めた2母数ワイブル分布の形状母数の値は曲げ強度が $m_b=12.3$ であるのに対し、微小破壊強度は $\phi 4$ mm, 8 mm, 12

mm SN 球の順に、 $m_i=75.4, 59.5, 50.7$ となった。

4. 曲げ強度と微小破壊強度の関係

4.1 2母数ワイブル分布による検討 微小破壊強度と曲げ強度の大きさの違いは有効面積の差によるものではないかと考え、2母数ワイブル分布を用いて曲げ強度から各球径の微小破壊強度の推定を行った。

要素表面 dA における破壊強度 σ_f が2母数ワイブル分布に従う場合、その分布関数は次式で与えられる。

$$F(\sigma_f) = 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma_f}{\beta} \right)^m \frac{dA}{A_0} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここで A_0 は基準面積であり、 $A_0=1 \text{ m}^2$ として以下では A_0 を省略する。 m は形状母数、 β は尺度母数である。

板幅 b 、内スパン L_1 、外スパン $3L_1$ の四点曲げ試験片について式(3)の σ_f を表面の曲げ応力 σ_b で置き換え、引張応力を受けている範囲で積分すると曲げ強度 $\sigma_{b, \max}$ の分布関数が次式のように得られる。

$$F(\sigma_{b, \max}) = 1 - \exp \left\{ - \int_0^{3L_1} \left(\frac{\sigma_b}{\beta} \right)^m dl \right\} \\ = 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma_{b, \max}}{\beta} \right)^m b L_1 \frac{m+3}{m+1} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで l は曲げ試験片長手方向の座標である。この分布関数から $\sigma_{b, \max}$ の形状母数 m_b は $m_b=m$ であることがわかる。式(4)より $\sigma_{b, \max}$ の平均値 $E(\sigma_{b, \max})$ と分散 $V(\sigma_{b, \max})$ が次式で与えられる。

$$E(\sigma_{b, \max}) = \beta \left\{ \frac{m+1}{b L_1 (m+3)} \right\}^{1/m} \Gamma \left(1 + \frac{1}{m} \right) \dots\dots (5)$$

表2 微小破壊強度および曲げ強度の測定結果

Specimen	Indenter	Sample size	Average strength MPa	Standard deviation MPa	Coefficient of variation %
BGSN		30	997	94.2	9.45
IGSN	4mmSN	21	2119	34.5	1.63
	8mmSN	26	1760	35.2	2.00
	12mmSN	28	1590	37.4	2.35

図4 リングクラックの写真の一例
($\phi 12$ mmSN 球, 半径 674 μm)

図5 微小破壊強度および曲げ強度のワイブル確率プロット

$$V(\sigma_{b, \max}) = \beta^2 \left\{ \frac{m+1}{bL_1(m+3)} \right\}^{2/m} \times \left[\Gamma\left(1 + \frac{2}{m}\right) - \left\{ \Gamma\left(1 + \frac{1}{m}\right) \right\}^2 \right] \dots\dots\dots (6)$$

ここで Γ はガンマ関数である。

次に球圧子押込みの場合、式(3)の σ_r を式(1)で与えられる平板表面の半径方向の引張応力 $(\sigma_r)_p$ で置き換え、引張応力を受けている範囲で積分することにより微小破壊強度 $(\sigma_r)_{p, \max}$ の分布関数が次式のように得られる。

$$F\{(\sigma_r)_{p, \max}\} = 1 - \exp \left\{ - \int_a^\infty \left(\frac{(\sigma_r)_p}{\beta} \right)^m 2\pi r dr \right\} \\ = 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{(\sigma_r)_{p, \max}}{\beta} \right)^{m+2} \frac{\pi k^2 \beta^2}{m-1} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここで k は次式で表される。

$$k = \frac{3}{2} \frac{\pi R}{1-2\nu_1} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \dots\dots\dots (8)$$

式(7)より $(\sigma_r)_{p, \max}$ の形状母数 m_i は $m_i = m+2$ であることがわかる。また式(7)より $(\sigma_r)_{p, \max}$ の平均値 $E\{(\sigma_r)_{p, \max}\}$ と分散 $V\{(\sigma_r)_{p, \max}\}$ は次式で与えられる。

$$E\{(\sigma_r)_{p, \max}\} = \left\{ \frac{(m-1)\beta^m}{\pi k^2} \right\}^{1/(m+2)} \Gamma\left(1 + \frac{1}{m+2}\right) \dots\dots\dots (9)$$

$$V\{(\sigma_r)_{p, \max}\} = \left\{ \frac{(m-1)\beta^m}{\pi k^2} \right\}^{2/(m+2)} \times \left[\Gamma\left(1 + \frac{2}{m+2}\right) - \left\{ \Gamma\left(1 + \frac{1}{m+2}\right) \right\}^2 \right] \dots\dots\dots (10)$$

まず四点曲げの実測データより計算した平均値と分散を式(5)および(6)の左辺に代入して連立方程式により m , β を求め、その m , β を式(9)および式(10)に代入し微小破壊強度の平均値と標準偏差を算出した。その結果を図6に示す。ここで横軸には R をとっており、また●印は実験値を表す。これより推定値は図6(a)の平均値については実験値とよい一致を示してい

るが、図6(b)の標準偏差については実験値を大きく上回っていることがわかる。

また、次の点からも有効面積の考え方は実験と一致しない。有効面積の概念によれば有効面積 A_{eff} が異なる部材の強度の比は2母数ワイブル分布の場合、次式のようになる。

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \left(\frac{A_{\text{eff}2}}{A_{\text{eff}1}} \right)^{1/m} \dots\dots\dots (11)$$

ここで μ_1 , μ_2 は有効面積が $A_{\text{eff}1}$, $A_{\text{eff}2}$ の部材の平均強度である。したがって m 値が大きいくほど(ばらつきが小さいほど)強度差は小さくなる。ところで微小破壊強度の形状母数 m_i は $m_i = m+2$ であるから、前述の m_i の実験値から求めた m 値は非常に大きな値となる ($m_i = 75.4, 59.5, 50.7$ に対し $m = 73.4, 57.5, 48.7$)。したがって、上記とは逆の推定、すなわち微小破壊強度の実測データから曲げ強度の推定を行うと、推定される曲げ強度は微小破壊強度とあまり変わらない値となってしまう、実験値と一致しない。

以上の考察より、2母数ワイブル分布に基づく有効面積の概念では曲げ強度と微小破壊強度を関係づけることはできないと言える。

なお、以上では有効面積の概念を用いて検討したが、有効体積の概念を用いた場合についても考えてみる。曲げ負荷の場合には引張応力は表面で最大になり、内部方向に線形に減少していくが、球圧子押込みの場合には、表面下の応力は曲げの場合よりも急激に減少し、引張応力の生じる領域は極めて小さくなる⁽¹⁴⁾。したがって曲げと押込みの有効体積の差は有効面積の差よりもはるかに大きくなり、曲げ強度から推定される微小破壊強度はその実験値を大きく上回ることになる。したがって、有効体積を用いても曲げ強度と微小破壊強度の関係を説明することはできないと考えられる。

4・2 3母数ワイブル分布による検討

図5の曲げ強度のデータは低強度の2点を除くと3母数ワイブル分布としても整理できそうである。そこでこの2点を除いた28点に3母数ワイブル分布をあてはめて、2母数の場合と同様な推定を試みた。

要素表面 dA における破壊強度 σ_f が3母数ワイブル分布に従うものと仮定するとその分布関数は次式で与えられる。

$$G(\sigma_f) = \begin{cases} 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma_f - \gamma}{\beta} \right)^m \frac{dA}{A_0} \right\} & (\sigma_f > \gamma) \\ 0 & (\sigma_f \leq \gamma) \end{cases} \dots\dots\dots (12)$$

m , β および γ は形状母数、尺度母数および位置母数であるが、 m と β は式(3)の2母数ワイブル分布の

図6 微小破壊強度の推定値と実験値の比較
(2母数ワイブル分布を用いて推定した場合)

場合とは値が異なる。

四点曲げの場合、式(12)の σ_r を σ_b で置き換え、引張応力を受けている範囲(ただし $\sigma_b \leq \gamma$ になる位置を除いた範囲)で積分すると $\sigma_{b,\max}$ の分布関数は

$$G(\sigma_{b,\max}) = \begin{cases} 1 - \exp \left[-bL_1 D(x-1)^m \right. \\ \quad \left. \times \left\{ 1 + \frac{2}{m+1} \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right\} \right] & (\sigma_{b,\max} > \gamma) \\ 0 & (\sigma_{b,\max} \leq \gamma) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。ここで $D=(\gamma/\beta)^m$ 、 $x=\sigma_{b,\max}/\gamma$ である。これより $\sigma_{b,\max}$ の位置母数 γ_b は $\gamma_b=\gamma$ であることがわかる。また

$$M(x) = -bL_1 D(x-1)^m \left\{ 1 + \frac{2}{m+1} \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

とおいて $G(\sigma_{b,\max})$ について x の n 次モーメントを求めると

$$E(x^n) = \int_{-\infty}^{\infty} x^n \left[\frac{dG}{dx} \right] dx \\ = 1 + \int_1^{\infty} nx^{n-1} \exp \{M(x)\} dx \quad \dots\dots\dots (15)$$

となる。式(15)より $\sigma_{b,\max}$ の平均値 $E(\sigma_{b,\max})$ と分散 $V(\sigma_{b,\max})$ が次式のように得られる。

$$E(\sigma_{b,\max}) = \gamma E(x) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$V(\sigma_{b,\max}) = \gamma^2 [E(x^2) - \{E(x)\}^2] \quad \dots\dots\dots (17)$$

$E(x)$ と $E(x^2)$ は x の一次モーメントおよび二次モーメントである。

次に球圧子押込みの場合、式(12)の σ_r を $(\sigma_r)_p$ で置き換え、引張応力を受けている範囲(ただし $(\sigma_r)_p \leq \gamma$ になる位置を除く)で積分すると $(\sigma_r)_{p,\max}$ の分布関数が次のように表される。

$$G\{(\sigma_r)_{p,\max}\} = \begin{cases} 1 - \exp \left\{ - \int_a^{r_u} \left(\frac{(\sigma_r)_p - \gamma}{\beta} \right)^m \right. \\ \quad \left. \times 2\pi r dr \right\} & \{(\sigma_r)_{p,\max} > \gamma\} \\ 0 & \{(\sigma_r)_{p,\max} \leq \gamma\} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (18 \cdot a)$$

ここで r_u は $(\sigma_r)_{p,\max}=\gamma$ となるとき半径方向の位置である。これより $(\sigma_r)_{p,\max}$ の位置母数 γ_i は $\gamma_i=\gamma$ であることがわかる。 $(\sigma_r)_{p,\max} > \gamma$ の場合の積分は次式のように表すことができる。

$$G\{(\sigma_r)_{p,\max}\} = 1 - \exp \left\{ -C y^3 \int_{1/y}^1 \left(\frac{1}{z} - 1 \right)^m dz \right\} \quad \dots\dots\dots (18 \cdot b)$$

ここで $C=\pi(\gamma/\beta)^m(k\gamma)^2$ 、 $y=(\sigma_r)_{p,\max}/\gamma$ である。次に y の n 次モーメントを求めると

$$E(y^n) = 1 + \int_1^{\infty} ny^{n-1} \\ \times \exp \left\{ -C y^3 \int_{1/y}^1 \left(\frac{1}{z} - 1 \right)^m dz \right\} dy \quad \dots\dots\dots (19)$$

となる。式(19)より $(\sigma_r)_{p,\max}$ の平均値 $E\{(\sigma_r)_{p,\max}\}$ と分散 $V\{(\sigma_r)_{p,\max}\}$ が次式で与えられる。

$$E\{(\sigma_r)_{p,\max}\} = \gamma E(y) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$V\{(\sigma_r)_{p,\max}\} = \gamma^2 [E(y^2) - \{E(y)\}^2] \quad \dots\dots\dots (21)$$

ここで $E(y)$ と $E(y^2)$ は y の一次モーメントおよび二次モーメントである。 $E(x)$ 、 $E(x^2)$ 、 $E(y)$ および $E(y^2)$ は数値積分により求めた。

曲げ強度の位置母数 γ_b として500, 700, 900 MPaの三つの値を仮定し、四点曲げ試験より得られた平均値および標準偏差を用いて式(16)、(17)より m 、 β を求めた。これと $\gamma_b=\gamma_i=\gamma$ より、各 γ_b に対応する m 、 β および γ が求まる。これらの母数を式(20)、(21)に代入し、各 γ_b に対する微小破壊強度の平均値および標準偏差を算出した。その結果を図7に示す。ここで

図7 微小破壊強度の推定値と実験値の比較
(3母数ワイブル分布を用いて推定した場合)

図8 ワイブル確率紙上での曲げ強度と微小破壊強度の関係(強度が3母数ワイブル分布に従う場合)

$\gamma_b=0$ MPa は 2 母数の場合に相当する。図 7 (a) より、平均強度の推定値は γ_b が 500~700 MPa のときに実験値にほぼ一致するが、図 7 (b) からわかるように、標準偏差の推定値はいずれの曲線も実験値と一致せず、推定値が実験値と一致するような γ_b は存在し得ないことがわかる。

なお、3 母数ワイブル分布の場合には曲げ強度と微小破壊強度とで位置母数 γ は共通であるから、図 8 に示すように有効面積が小さく高強度を示すデータほど、ワイブル確率紙上で傾きが小さくなってばらつきが大きくなるはずである。しかし図 5 より実験データは微小破壊強度のほうが曲げ強度よりばらつきが小さい。このことから実験結果と矛盾しない γ_b を見い出せないことがわかる。

4.3 有効面積の概念が適用できない原因 曲げ強度と微小破壊強度は有効面積の概念で関係づけられないことを示したが、その原因としては、① 押込みでは研削方向と平行に生じた比較的大きな欠陥(メジアンクラック)⁽¹⁵⁾ がリングクラック発生起点となる(この場合、欠陥深さが比較的良好に揃っていると考えると強度のばらつきが小さくなることになる)が、曲げでは負荷の方向性のためこの欠陥は破壊に関与しない、あるいは② 押込みでは表面付近でのみ大きな引張応力が生じる⁽¹⁴⁾ ので破壊は結晶粒径程度の表面欠陥のみに支配されるが、曲げでは大きな欠陥も破壊源となり得るので破壊起点となる欠陥の種類が押込みと曲げで異なる、ということがあげられる。上記①は試験片表面の研削が影響しているという考えである。②は両者の強度は本質的に有効面積の概念では関係づけられないという考えである。

①と②のいずれが原因かを明らかにすることは極めて重要な問題であり、次報で究明する予定である。

図 9 球圧子半径とリングクラック発生荷重の関係

5. 微小破壊強度の球径依存性

前述したように、微小破壊強度は圧子の球径が小さくなるほど大きくなるという傾向を示した。そこで球径によって微小破壊強度が異なるという現象について考えてみる。図 9 に本実験より得られた圧子半径と平均破壊荷重の関係を両対数で示す。回帰により実験データ(●印)の傾きを調べたところ、 P_f は $R^{1.22}$ に比例することがわかった。一般に球径が小さい場合、 P_f と R の間には比例関係が成り立つ。これは Auerbach⁽⁴⁾ の法則として知られているが、本実験結果ではこれより若干高い指数値が得られた。

一方、強度が 2 母数ワイブル分布に従う場合、式(8)および式(9)より有効面積の考えでは平均強度は $R^{-2/(m+2)}$ に比例することがわかる。これを式(1)により P_f と R の関係に直すと P_f は $R^{(2m-2)/(m+2)}$ に比例することになる。微小破壊強度の形状母数 m_i は $m_i = m+2$ であるから、 m_i の実験値から m を求めると前述したように球径の小さい順に $m=73.4, 57.5$, および 48.7 となる。これらの m 値を用いると $(2m-2)/(m+2)$ は約 1.9 となる。また $2/(m+2)$ は非常に小さな値となるので、球径の違いによる平均強度差は極めて小さいことになり、実験でみられる大きな強度差を説明できない。したがって本実験の微小破壊強度の球径依存性も有効面積の概念では説明できないと考えられる。

6. 結 言

構造用セラミックスの表面層の強度評価に球圧子押込み試験を適用する研究の一環として、ガス圧焼結窒化けい素を対象として球圧子押込み試験を行い、ワイブル分布に基づく有効面積の概念を用いて微小破壊強度(リングクラック発生強度)と四点曲げ強度との関係を調べた。その結果以下の結論が得られた。

(1) 微小破壊強度は曲げ強度より大きくなり、また圧子の球径が小さくなるほど大きくなった。

(2) 微小破壊強度のばらつき(変動係数)は曲げ強度のばらつきに比べて極めて小さい値を示した。

(3) 有効面積の概念を用いて四点曲げ強度から推定した微小破壊強度は、平均値については実験値とよい一致を示したが、標準偏差については推定値が実験値を大きく上回った。したがってワイブル分布に基づく有効面積の概念では曲げ強度と微小破壊強度の関係を説明できないと考えられる。

(4) 本実験によるリングクラック発生荷重 P_f と球圧子半径 R の関係は $P_f \propto R^{1.22}$ となり、Auerbach

の法則($P_f \propto R$)に近い関係を示した。この実験結果も有効面積の概念では説明できない。

本研究を行うに当たり、球圧子についてお世話になった(株)東芝、並びに試験片についてお世話になった(財)日本ファインセラミックスセンターの関係各位に深く謝意を表す。また実験に協力された学部生の上田俊太郎君に感謝する。なお、本研究は文部省科学研究費補助金一般研究B(課題番号05452123)により行われたことを記し、謝意を表す。

文 献

- (1) 浜田・寺前, 機論, **55**-520, A(1989), 2423.
- (2) 藤原・ほか5名, 潤滑, **33**-4(1988), 301.
- (3) 牧野・和田, セラミックス, **27**-10(1992), 943.
- (4) Auerbach, F., *Annln. Phys. Chem.*, **43**(1891), 61.
- (5) Timoshenko, S., *Theory of Elasticity*, (1934), 339, McGraw-Hill.
- (6) Frank, F. C. and Lawn, B. R., *Proc. R. Soc., A*, **229**(1967), 291.
- (7) Oh, H. L. and Finnie, I., *J. Mech. Phys. Solid*, **15**(1967), 401.
- (8) Tsai, Y. M. and Kolsky, H., *J. Mech. Phys. Solids*, **15**(1967), 29.
- (9) Fisher, M. C., *J. Appl. Phys.*, **38**-4(1967), 1781.
- (10) Hamilton, B. and Rawson, H., *J. Mech. Phys. Solids*, **18**(1970), 127.
- (11) Finnie, I., Dolev, D. and Khatibloo, M., *Trans. ASME, J. Eng. Mater. Technol.*, **103**(1981), 183.
- (12) Johnson, K. L., O'Connor, J. J. and Woodward, A. C., *Proc. R. Soc. London, A*, **334**(1973), 95.
- (13) Warren, R., *Acta Met.*, **26**(1978), 1759.
- (14) Hills, D. A., Nowell, D. and Sackfield, A., *Mechanics of Elastic Contacts*, (1993), 203, Butterworth Heinemann.
- (15) 兼松, セラミックス, **27**-10(1992), 948.