

○ 山口大学工学部 中川浩二
徳山高専 工藤洋三
山口大学大学院 新田宏基

1. はじめに

市街地や重要構造物に近い場所にある岩石岩盤あるいはコンクリート構造物の破砕(解体)において、いわゆる低公害破砕(解体)工法が要求される。セメント系静的破砕剤を用いた破砕(解体)工法はある程度この条件を満足するものである。しかしこの工法により計画的、経済的に破砕(解体)を行なうためには、破砕剤の膨張圧発現とそれによる岩質材料の破壊機構を明確にし、さらには合理的な破砕設計法を確立することが望まれる。

そこで本研究では、膨張圧を受ける岩質材料中の破壊の発達について一つの仮定を与え、それより破壊(破砕)条件式を誘導している。

2. 理論

静的破砕剤の膨張圧を受ける被破砕体(岩質材料)の挙動を脆性的に考え、被破砕体のクラックの発生、発達及び破断までの過程を次のように仮定する。

すなわち膨張圧発現により、孔壁において円周方向応力 σ_{θ} が被破砕体の破壊応力 σ_c に達すると多数のクラックが放射状に一樣に発生し、この時クラックの発生した部分(クラック域)ではクラックに平行な方向(半径方向)の圧縮応力の伝達は可能であるが、クラックに垂直な方向(円周方向)には引張応力は伝達されないとする。さらに膨張圧が増大すると孔間の相互作用(応力集中)も大きくなり、孔間を結ぶ方向(破断予定方向)にクラックが卓越して孔間を結び、被破砕体を破断する。

まず図-1に示す無限板中にある半径 a の円孔の孔壁に膨張圧 $\sigma_i (= \sigma_{ia})$ が作用し、 $r = a$ (孔壁)にクラックが発生するとする。その時、円周方向応力 $\sigma_{\theta a}$ ($\sigma_{\theta r=a}$)は厚肉円筒理論より次式で与えられ、これは破壊応力 σ_c に等しくなる。

$$\sigma_{\theta a} = -\frac{a^2}{r^2} \sigma_{ia} = -\frac{a^2}{a^2} \sigma_{ia} = -\sigma_{ia} = \sigma_c \quad (1)$$

ゆえに孔壁にクラックを発生させるのに必要な膨張圧 σ_i は次式となる。

$$\sigma_i = -\sigma_c \quad (2) \quad \text{図-1. 円孔周辺概略図}$$

クラックが半径 r まで発達した時、クラック域では半径方向圧縮力は伝達されるが円周方向引張力は伝わらないと考えれば、クラックの発達していない部分の応力状態は半径 r の孔に内圧 $\sigma_{ir} = \sigma_{ia} \cdot a/r$ ($\sigma_i = \sigma_{ia}$ は破砕剤の膨張圧)が作用した状態と等しくなる。従ってさらにクラックが伸びるためには、半径 r における円周方向応力が σ_c に等しくなることが必要となり、次式の条件が要求される。

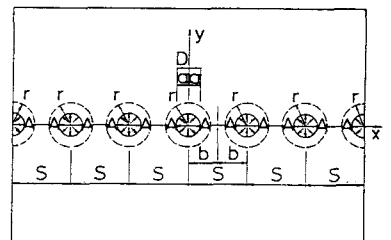
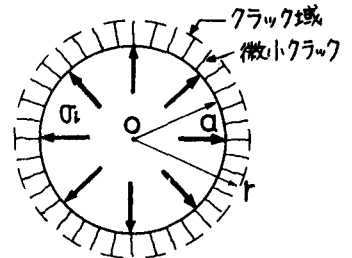
$$\sigma_{\theta r} = -\frac{r^2}{r^2} \sigma_{ir} = -\frac{a}{r} \sigma_{ia} = \sigma_c \quad (3)$$

ゆえに半径 r においてクラックを発生させるために必要な膨張圧 σ_i は、

$$\sigma_i = -\frac{r}{a} \sigma_c \quad (4)$$

となる。

次に図-2に示すように、等間隔に配置された円孔列を有する無限板 図-2. 円孔列を有する無限板



においては、隣接孔間の相互作用を考慮する必要がある。図のように、孔間隔 $2b$ 、孔半径 a の円孔列が等しい内圧 σ_t を受ける時、孔壁の内周方向応力 σ_θ の最大値は図中の点Aで生じ、各点Aにおける応力集中率 α は近似的に次式⁷⁾で表わされるとする。

$$\alpha = -\frac{\sigma_{\theta \max}}{\sigma_t} = \left(1 - \frac{a}{b}\right)^{-1} - \frac{1}{3} + \frac{17}{47}\left(1 - \frac{a}{b}\right) + \frac{977}{3780}\left(1 - \frac{a}{b}\right)^2 \quad (5)$$

その時、孔壁においてクラック発生に必要な膨張圧 σ_t は次式となる

$$\sigma_t = -\frac{1}{\alpha} \sigma_\theta \quad (6)$$

クラック域が発達し、その半径 r になったとすると応力集中率 α は式(5)中の a を r とおいて与えられる。そしてクラック域がさらに発達するために必要な膨張圧は、

$$\sigma_t = -\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{r}{a} \sigma_\theta \quad (7)$$

で与えられる。ただし、ここで σ_θ の増加に伴ない広がるクラック域は孔間を結ぶ方向が広くなり軸対称状態ではなくなるが近似的に円形であるとして扱っている。

例として $a = 1 \text{ cm}$ 、 $b = 15 \text{ cm}$ の場合、クラック域の半径 r とクラック発生に必要な膨張圧 σ_t との関係を図-3に示す。同図より、 $r = r_u$ において膨張圧の最大値 $\sigma_{t \max}$ を得ることがわかる。すなわち σ_t が $\sigma_{t \max}$ に達すればクラックの発達にそれ以上の膨張圧は必要でなくなり、クラックの発達は不安定となり、その結果孔間のクラックは連結し、被検体を孔列に沿って破断することを意味している。

そこで $\sigma_{t \max}$ とその時の $r(r_u)$ を求める。式(7)を r で微分して、

$$\frac{d\sigma_t}{dr} = \frac{-1 + 2X + 0.028X^2 + 0.517X^3 - 0.259X^4}{\left(1 - \frac{1}{3}X + \frac{17}{47}X^2 + \frac{977}{3780}X^3\right)^2} \quad (8)$$

$$(X = 1 - r/b)$$

$d\sigma_t/dr = 0$ とすると、 $a \leq r \leq b$ 、 $r^2 > 0$ より

$$r_u \approx 0.53b \quad (9)$$

を得て、 r_u の値は孔径にかかわらず b (孔間隔の $1/2$)の約 0.53 倍となる。これを式(7)に代入すると σ_t は r/a のみの関数となり、次式で与えられる。

$$\sigma_{t \max} = -0.26 \frac{b}{a} \sigma_\theta \quad (a \leq 0.53b) \quad (10)$$

さらに $a > 0.53b$ の場合にはクラック域は発達することなく、孔径におけるクラックの発生と同時に孔間はクラックで連結され、破断が生じることになる。従ってこの場合には膨張圧の最大値は次のようになる。

$$\sigma_{t \max} = -\frac{1}{\alpha} \sigma_\theta = \frac{\sigma_\theta}{\left(1 - \frac{a}{b}\right)^{-1} - \frac{1}{3} + \frac{17}{47}\left(1 - \frac{a}{b}\right) + \frac{977}{3780}\left(1 - \frac{a}{b}\right)^2} \quad (11)$$

孔径 $D(=2a)$ 、孔間隔 $S(=2b)$ に対して破断条件を与える膨張圧 $\sigma_t(=\sigma_{t \max})$ を図-4へ示す。

実験結果等との比較検討については当日発表する。

参考文献

1). A. Hutter: Die Spannungsspitzen in gelochten Blechscheiben und Streifen, Z. angew. Math. Mech., Bd. 22 (1942) S. 322~335

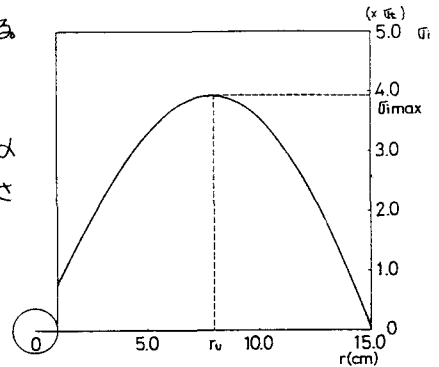


図-3. クラック域の半径 r とクラック発生に必要な膨張圧 σ_t

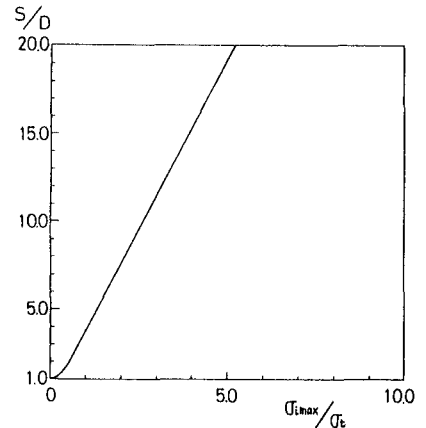


図-4. $S/D \sim \sigma_{t \max} / \sigma_\theta$ 図