

[001]九州大学応用力学研究所所報表紙奥付等

<https://hdl.handle.net/2324/4785222>

出版情報：応用力学研究所所報. 1, 1952-06. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：



歐 文 報 告 記 載 論 文 抄 録

Reports of Research Institute for Applied Mechanics

Vol. I, No. 1, January, 1952

草 原 の 流 體 力 學 的 粗 度 に 就 いて

栗 原 道 徳

この論文に於て著者の草原の粗度は上層大氣の氣象安定度には全く關係なく單に流體力學的に定められるべきであると言ふ見解が述べられ、武田氏及び Best 氏の觀測結果を用い確められている。

モ ル タ ル の 材 料 力 學 へ の 一 寄 與

篠 原 謹 爾

本研究はモルタルの種々の強度間の關係をしらべ、硬化したモルタルの破壊機構の研究に新しい手がかりを與えようとするものである。

實驗を行つたモルタルの配合はセメントと砂の重量比 1:0, 1:1, 1:2, 1:3; 使用水量は大部分、配合 1:2, 水セメント比 65% のモルタルのフローと略等しいフローを與えるようなものを用いた。砂は主として豊浦砂を用いたが、若干の實驗では3種の異なる砂を用いた。

試験體の寸法は、壓縮、曲げ、剪斷試験に對しては、セメント規格試験に用いられる $4 \times 4 \times 16$ cm のビーム型、引張試験に對しては直径 7.5 cm 高さ 15 cm の圓筒型を用いた。壓縮及び曲げ試験法は標準の方法と同様である。引張強度は壓裂法によつた。剪斷試験は梁の軸に直角な二面剪斷破壊をおこさせて行つた。

壓裂法による引張強度と八字型ブリケットによる強度とを比較試験し、ブリケットによる強度が大體において壓裂法によるものに比し大きく、壓裂による強度は試験體の寸法に影響し、寸法の大きいもの程強度が小となることが知られた。その理由の一つとして、壓裂法による引張強度の計算法の假定には、載荷幅を線と見做しているが、實際には若干の幅を有することによるのではないかと考えてみた。載荷幅による直接の影響をしらべたがこれは多くとも 5% 位であり、ブリケットの強度値との開きを説明するには十分でない。しかし、載荷幅を考えると應力分布が一樣とならず正負の應力が破壊断面に生ずることから、試験體の寸法が強度に影響を及ぼすことが説明され、又ブリケットの破断面における應力分布との相違が、壓裂法による強度との差異をもたらすのではないかと考えられる。

モルタルの各種強度間の關係については次のようなことが知られた。

(1) いかなる配合、使用水量においても、壓縮強度が大となると、引張、曲げ、剪斷強度も大きくなる。

(2) 曲げ強度 (σ_b) は壓縮強度 (σ_c) の略 $2/3$ 乗に比例し、 σ_t/σ_c は σ_c が大となるにつれ小となり、0.2~0.3 である。

(3) 引張強度は壓縮強度の約 $1/10$ である。

(4) 曲げ強度 (σ_b) と引張強度 (σ_t) との比 σ_t/σ_b は必ずしも一定でなく、1.8~4.2 であつた。 σ_t は σ_b の凡そ 1.2 乗に比例する。

(5) 剪斷強度 (τ) と壓縮強度 (σ_c) との比 τ/σ_c は 0.16~0.39 で、大體 0.18 及び 0.30 の2つの定値に分けられた。 τ/σ_c は試験の際の載荷状態によつて 0.15 と 0.30 との中間にあるのではないかと考えらる。これは、實驗値が Mohr 及び Mörsch の2つの理論値の中間にあること、即ち $\tau/\sqrt{\sigma_c \sigma_t}$ が 0.5 と 1.0 の間にあることを暗示する。筆者の實驗では、この値は 0.55 と 1.3 の間で、平均 0.82 であつた。

た ま ご の 形 に つ い て

岡 部 淳 一

輸卵管がその中をすゝむ卵に及ぼす力は (i) 管の蠕動によつて生じる推力, (ii) 管との摩擦力及び (iii) 卵におしひろげられた管の弾性的な復原力の三つに分類される。この様な力の作用のもとですゝむ卵について最小抵抗の條件からその形をきめると先がとがつて後が鈍い形を得る。これは観察に一致する結果である。

有 孔 直 交 異 方 弾 性 帯 板 の 應 力 計 算

樋 口 正 一

圓形なり橢圓形なりの孔があいている直交異方弾性帯板の應力を計算したものであるが、解としては帯板の長さ方向が直交異方弾性の一つの對稱軸と一致し、孔の中心が板巾の中央にある場合について求めた。數値は材料がスプルーースと樫で、孔が圓形、板の長さ方向に引張つた場合について計算し、帶狀でない有孔板、および等方性有孔帶板の計算値と比較し、應力の著しい相違を示した。

解法は、 $\chi(x, y) = Z_1(z_1) + Z_2(z_2) + \text{comp. conj.}$ という形の應力函數を用い、應力を $\sigma_x = - \sum_r k_r^2 Z_r''(z_r)$, $\sigma_y = \sum_r Z_r''(z_r)$, $\tau_{xy} = - \sum_r i k_r Z_r''(z_r)$ で計算するという方式で、ここに $z_r = x \pm i k_r y$, $r = 1, 2$ である。豫備として孔のない直交異方性帯板について境界値問題を解いたが、今まで求められた解よりも境界條件をいろいろ區別しないで使える點で便利な形であるし、この解を用いることで表題の計算ができた。

Reports of Research Institute for Applied Mechanics

Vol. I, No. 2, April, 1952

中 央 に 圓 孔 の ある 正 方 形 板 の 挫 屈 に 就 て

熊 井 豐 二

船體の二重底肋板を對稱として、周邊が支持された場合、及び固定された場合について、中央に圓孔のある正方形板の對邊壓縮による挫屈限界値をエネルギー法によつて求めた。一方、挫屈後に於ても對邊に一樣な荷重が加わる様な特別な装置によつて模型實驗を行い、計算結果と比較して、圓孔の大きさが挫屈限界値に及ぼす影響を調べた。

非 線 型 自 由 振 動 の 計 算 に 就 て

山 田 彦 兒

過般此の問題に就て若干の考察を發表し、¹⁾ 一般の非線型振動體の行ふ自由振動の微分方程式

$$v \frac{dv}{d\sigma} - f(\sigma, v) = 0$$

を解くに際し、變位 σ を時間 t の函數、 $\sigma(t)$ 、と考える代りに、速度 v を變位 σ の函數、 $v(\sigma)$ 、と考へて、 σ の多項式を用いる方法を述べた。例えば自勵振動の cycle を求める等の問題に於て、非線型度が小さくない場合には、 $\sigma(t)$ の形で考えれば Fourier series を用ふべきであらうが、之に對して現在 $v(\sigma)$ に σ の多項式を採る事が丁度對應しているのであり、その未定係數が聯立代數方程式の根で

¹⁾ 流體工學研究所報告 第 7 卷 第 2 號 (1950)。

與えられる事も亦全く相似である。従つて、計算上の若干の便利を除いては、數多い聯立代數方程式を解くという本質的困難を避ける事が出來ず、非線型度が小さくはない場合の高精度を、此の儘では期待し得ない。

そこで、此の方法で得られる大略の解を零次の近似解に採つて、遂次に精度を更めて行く事を考える。未定の振巾 a を導入して解の領域を $\sigma(-1, +1)$ に變換し、便宜上更に parameter ϵ を含ませて、解くべき方程式を

$$A = v \frac{dv}{d\sigma} - f(\sigma, v; \epsilon, a) = 0 \quad (1')$$

とする。何らかの方法で見出された此の式の近似解を (v_0, a_0, ϵ_0) とし、正しい解を $(v_0 + \eta, a_0 + \beta, \epsilon_0 + \delta)$ と置いて (1') に代入、補正量 (η, β, δ) に関して二次以上の小量を省略する。此の際得られる線型方程式は極めて容易に積分せられて、その結果は

$$\eta = \frac{1}{v_0} e^{E(\sigma)} \left\{ \delta \int_{-1}^{\sigma} \left(\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right)_0 e^{-E(\sigma)} d\sigma + \beta \int_{-1}^{\sigma} \left(\frac{\partial f}{\partial a} \right)_0 e^{-E(\sigma)} d\sigma - \int_{-1}^{\sigma} A_0(\sigma) e^{-E(\sigma)} d\sigma \right\} \quad (2)$$

となる。但し添字 0 はもとの近似に於ける夫々の量の値を示し、且

$$A_0(\sigma) = v_0 \frac{dv_0}{d\sigma} - f(\sigma, v_0; \epsilon_0, a_0), \quad E(\sigma) = \int_{-1}^{\sigma} \left(\frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial v} \right)_0 d\sigma \quad (3)$$

である。此の様に次段の近似への補正量が直ちに積分し得る事が、 $\sigma(t)$ に Fourier series を用いる場合に較べて、此の方法に於て特徴的である。(2) の積分常数は $v_0(-1) = 0$ の假定のもとに定められているが、更に $v_0(+1) = 0$ とすれば

$$\delta \int_{-1}^{+1} \left(\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right)_0 e^{-E(\sigma)} d\sigma + \beta \int_{-1}^{+1} \left(\frac{\partial f}{\partial a} \right)_0 e^{-E(\sigma)} d\sigma = \int_{-1}^{+1} A_0(\sigma) e^{-E(\sigma)} d\sigma \quad (4)$$

となり、之を用いて δ を與える時 β が定まる。

(2), (3), (4) に現れる積分は、一般には、數值的に求めなければならぬ不便を伴ふけれども、同じ公式に依つて幾回でも近似を進め得るといふ便宜はある。一例として Vander Pol の振動

$$A = v \frac{dv}{d\sigma} - \epsilon(1 - a^2 \sigma^2)v + \sigma = 0 \quad (5)$$

の、 $\epsilon=1$ の際の定常 cycle を取扱つた。既に持つてゐる近似解 (2) : $\epsilon_0=1.0556$, $a_0=2.0200$, $v_0=\sqrt{1-\sigma^2} \cdot P(\sigma)$ を零次近似とすれば、第一近似に於て $\epsilon=1$, $a=2.0104$ となり、第二近似に於て $\epsilon=1$, $a=2.0119$ となる。數値積分には主として Simpson rule を用いた。精度を見る爲に $v(\sigma)$ 曲線上の切線方向を原方程式の與える方向の場合と比較すると、第一近似に於て最大 1° の開き、第二近似に於ては小數點下 4 桁に於て四捨五入の誤差に没する程度、即ち最大 $1'$ の開きであつた。

斯の様にして、計算は決して簡單ではなくとも、任意の非線型度に對して解の精度を、希望の高さに迄上げる事が出来るのである。

圓管内の層流熱傳達に對する一近似解法 第一報

粘性係数を一定とした場合 (Poiseuille の流れ)

大 路 通 雄

眞直な圓管内の非等溫層流による熱傳達を境界層理論に於ける Kármán-Pohlhausen 法と同じ考えで近似的に計算し Graetz, Nusselt, 山縣, L       等の諸氏が得た從來の結果と比較した。

本報では差當り粘性係数を一定と見做し Poiseuille の流れを假定して計算したが、結果は全領域に於ける全體的の近似としては適當なものゝ様に思われる。