

プレストレスト コンクリート門型フレームの熱クリープ性状

Magazine of Concrete Research/大沼 博志・訳
変断面 I 型ばりの弾性横座屈

Proc. of A.S.C.E., ST/馬場先勝弘・訳
自然の流れにおける拡散

Proc. of A.S.C.E., HY/角湯 正剛・訳
半円筒構造物に作用する波圧について

Proc. of A.S.C.E., WW/島田 真行・訳

プレストレスト コンクリート門型 フレームの熱クリープ性状

“The Behaviour of Prestressed Concrete Portal Frames as Influenced by Creep and Temperature”

Krishnamoorthy, S., England, G.L. and C.W. Yu

Magazine of Concrete Research, Vol. 23, No. 74,

pp. 23~36, March (1971)

(1) はじめに

鉄筋コンクリートやプレストレスト コンクリート構造物の構成部材が高温を受けるとき、コンクリートの高温下のクリープ（熱クリープ）は、これら構造物の性状に重要な影響を与える。構造物の変形は温度荷重によって増加し、温度分布が等分布でないとき（温度勾配のある場合）には不静定構造物の反力およびモーメントの分布は時間の経過とともに著しく変化する。熱弾性論ではこれらの変化を正しく算定することができないので、熱クリープを考慮した他の解析方法が必要である。

この論文は、コンクリート構造物が長期間持続して高温を受けるときの温度や熱クリープの影響について検討を加えるために、軸方向にプレストレスを導入したコンクリートの 2 ヒンジ門型フレームを製作し、はり部材にのみ温度勾配を与えてコンクリートの熱クリープによる応力とモーメントの再分布、および、変形と不静定反力の緩和について実験的研究を実施したものである。

(2) 実験方法

図-1 に示すように、矩形断面（200×130 mm）のはり部材と 2 本の柱部材を組み合わせるスパン 1830 mm、高さ 1 015 mm のコンクリートの門型フレームを作った。コンクリートのクラック発生による複雑化を避けるために、はりと柱部材にはおよそ 70 kg/cm² のプレストレスを導入した。また、水分損失による乾燥収縮を最小

とするように、コンクリート表面をエポキシ樹脂で被覆した。柱部材の底部はヒンジ構造となっており、また、一方の底部をローラーにしてプルベイングリングの読みから不静定反力が測定できるようにしてある。コンクリート中にケーブルヒーターを埋め込んで供試体の加熱を行なった。およそ加熱 2 日後に定常温度状態に達し、3～5 か月間この状態を維持した。

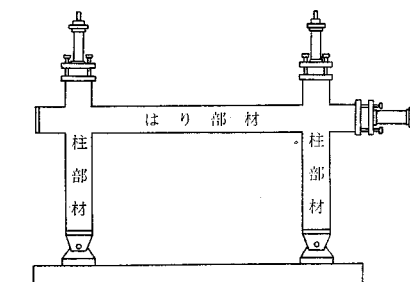


図-1

この論文は、はり部材のみに温度勾配を与えたもの、温度勾配とはり中央に集中荷重を載荷したもの、はり部材に等分布温度を与えたもの、室温に放置したものの 4 種の荷重条件について述べているが、この研究の主目的は温度勾配を与えたときの熱クリープ性状であるので、最初のはり部材の温度勾配を与えた実験についてのみ抄録する。

(3) 実験結果と考察

図-2(a) は柱部材底部の不静定水平反力の実験結果と各種の計算結果を比較して示している。なお、図-2(b) は水平反力を測定した期間におけるはり部材の最高温度と温度勾配の履歴を示している。熱クリープは水平反力の値に重要な影響を与えることがわかる。温度勾配が確立したのち水平反力は急速に減少して、室温状態に相当する初期値 (0) を越えることは注目すべき興味のあることである。この顕著な変化は加熱を開始してから 20 日間頃までに起こり、十分に硬化したコンクリートでさえも高温を受けると大きな熱クリープが生じることを示している。高温持続加熱状態の水平反力の実験値と熱弾性論による計算値とを比較すると、クリープのために値が異なるばかりではなく、符号が反対となっている。理論計算方法として、熱弾性論、有効弾性係数法、クリープ率法、定常状態応力理論を使用した。

水平反力と同様に、たわみ角もまた影響を受け、これらの総合された影響は門型フレームのたわみの測定から

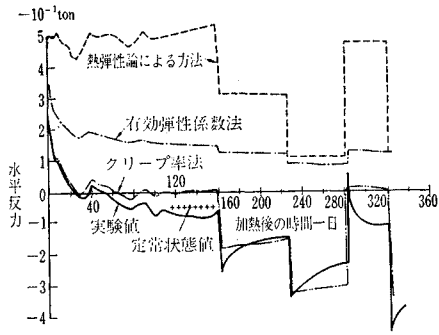


図-2(a) 水平反力の時間的な変化

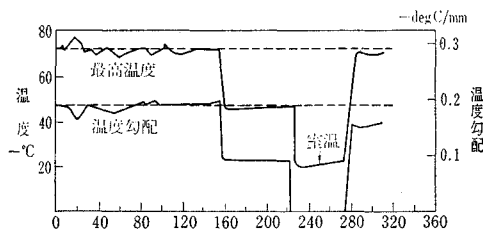


図-2(b) 代表的な断面の温度と温度勾配の時間的な変化

明らかにすることができる。図-3 は門型フレームのはりと柱部材のたわみの輪郭を示している。この図の斜線部分は、はり部材を部分的に冷やした状態と十分に室温にもどした状態との一定温度期間に生じたたわみ変化を表わしている。これらの変化は温度を下げる前の一般的な傾向に対して反対方向であり、したがって、回復である。しかし、この挙動は単にクリープ回復のためだけで

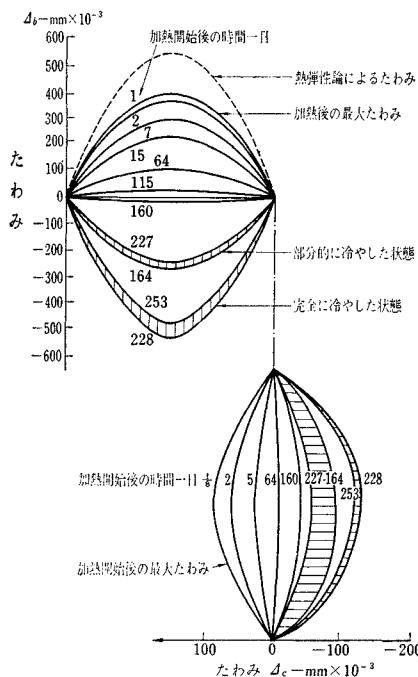


図-3 はり部材と柱部材のたわみの時間的な変化

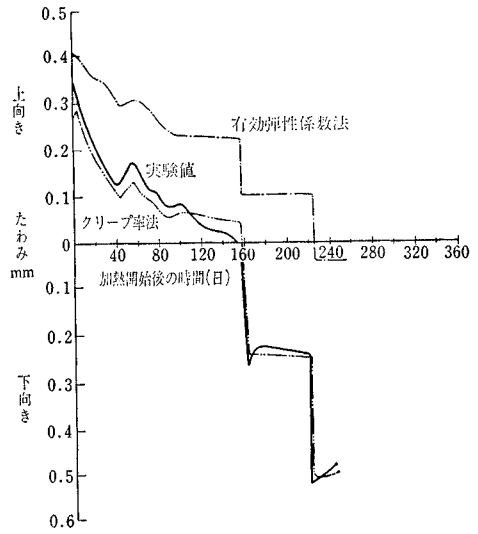


図-4 はり部材スパン中央の時間的なたわみの変化

はなく、温度勾配が変化するとき促される連続的な応力状態の再分布と関係があるように思われる。また、はり部材の湿分の再分布は、たわみ性状に關係する重要な要素である。超短波の減衰速度の測定から低温領域に水分が集中することがわかった。持続加熱中、この水分は温度勾配と逆方向に移動した。この水分移動が大きなたわみを生じさせる原因の一つであると思われる。図-4 はり部材中央のたわみ変化を実験値と有効弾性係法、クリープ率法による計算値を比較したものである。クリープ率法が非常によく一致していることがわかる。

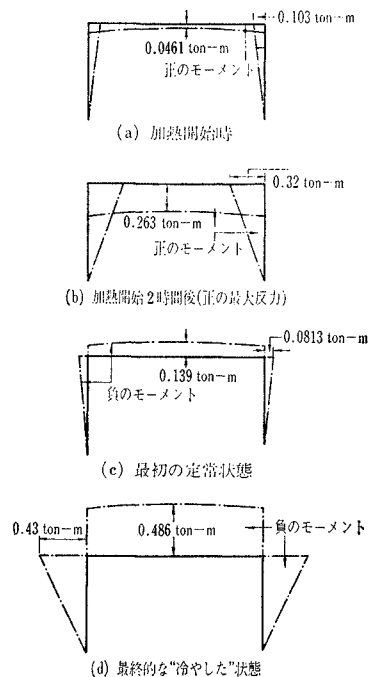


図-5 モーメントの分布

応力の測定を直接行なうことはできないが、応力の再分布の様子は測定した水平反力の値から導びいた曲げモーメントの変化によって知ることができる。図-5 はモーメントの時間的な変化を示している。持続加熱中の熱クリープによるモーメントの変化が加熱初期の変化よりも大きいために、冷却直前には負のモーメントになる。

長期間加熱したのち、冷却するとこのときまでにクリープによって生じたモーメントを軽減することなく、さらに大きなモーメントが生じる原因となる。門型フレームの実験でこれまでに得られたもっともシビリアなモーメントは温度荷重を除去したときに生じた。

(4) 結 論

実験結果から温度がプレストレスト構造物のクリープ性状に影響を与える支配的要素であるという既往の研究を確認することができた。構造物の性状を適格に評価するためには明らかにコンクリートの熱クリープ性状を解析しなければならない。従来の熱弾性論では非常に不完全であり、ある場合には誤った符号のモーメントや応力が導びかれる。しかし、定常状態応力理論は長期間の応力状態を正確に算定することができ、その形が簡単なために、わずかの労力で定常的な応力状態を定めることができる。また、クリープ率法は、あらゆる載荷状態の構造物の性状を推定するには、もっとも適した方法である。

変断面 I 型ばりの弾性横座屈

“Elastic Lateral Buckling of Stepped I-Beams”
 Trahair, N.S. and Kitipornchai, S.
 Proc. of A.S.C.E., ST., pp. 2535~2548, October (1971)

本文はプレートガーダー等に見られる変断面 I 型ばりの弾性横座屈の解析法と実験結果の報告である。

理論と考察

曲げとねじりを受ける一様断面部材の挙動はよく知られている。この場合の微分方程式は次のとおりである。

$$-EI_y d^2 u/dz^2 = M_y \dots\dots\dots (1)$$

$$GJ d\phi/dz - EI_w d^3 \phi/dz^3 = T_z \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 EI_y , EI_w , GJ はそれぞれ一様断面の曲げ、そりおよびねじり剛性である。

断面変化位置において M_y とフランジに作用する曲げモーメント $M_f = (h/2)EI_y d^2 \phi/dz^2$ の平衡条件が満足されねばならない。すなわち

$$(EI_y d^2 u/dz^2)_L = (EI_y d^2 u/dz^2)_R \dots\dots\dots (3)$$

$$\left(\frac{h}{2} EI_y \frac{d^2 \phi}{dz^2}\right)_L = \left(\frac{h}{2} EI_y \frac{d^2 \phi}{dz^2}\right)_R \dots\dots\dots (4)$$

また変形の連続条件より横方向のたわみ角 du/dz とねじり率 $d\phi/dz$ は次の式を満足しなければならない。

$$(du/dz)_L = (du/dz)_R \dots\dots\dots (5)$$

$$(d\phi/dz)_L = (d\phi/dz)_R \dots\dots\dots (6)$$

一方、トルクの平衡条件より

$$\left(GJ \frac{d\phi}{dz} - EI_w \frac{d^3 \phi}{dz^3}\right)_L = \left(GJ \frac{d\phi}{dz} - EI_w \frac{d^3 \phi}{dz^3}\right)_R \dots\dots\dots (7)$$

すなわち、曲げとねじりを受ける変断面ばりの挙動を明らかにするためには、式 (1) と (2) を境界条件と式 (3) から式 (7) に示した断面変化の条件を満足するように解く必要がある。以下に 図-1, 2 に示した単純支持された変断面 I 型ばりの中央にせん断中心より上方 \bar{a} の位置に集中荷重 P が作用する場合について解析を行なう。この場合はりの端部 (支点) は両主軸回りの回転に対しては自由であるが、軸方向 (桁方向) 回りの回転に対しては拘束されている (つまり桁端でのねじれ角は 0 である)。また、はりの断面は端においてそり拘束がないものとする。

はりの座屈に関する微分方程式は 図-3 に示した座屈が起こった状態の変形を考える。限界荷重 P_c のもとで、

$$M_x = P_c z/2 \quad 0 \leq z \leq L/2 \dots\dots\dots (8)$$

$$M_y = M_x \phi \dots\dots\dots (9)$$

$$T_z = T_0 + M_x du/dz - P_c u/2 \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 $T_0 = (P_c u/2)_{L/2} + (P_c \bar{a} \phi/2)_{L/2} \dots\dots\dots (11)$

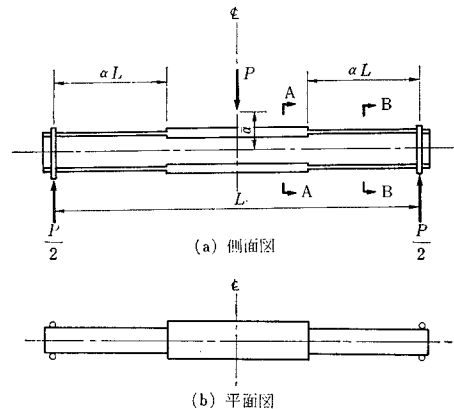


図-1

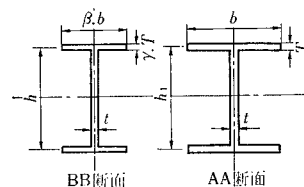
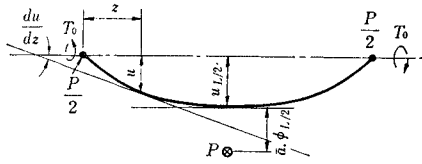
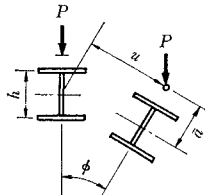


図-2



(a) たわみ図



(b) 断面図

図-3

ここで以下に示す記号を用いて式(9),(10)を式(1),(2)に代入すれば式(13),(14)が得られる。

$$r_2 = \frac{P_c L^2}{\sqrt{(EI_y GJ) L/2}}; K^2 = \frac{\pi^2 (EI_w)}{L^2 (GJ) L/2};$$

$$U = \frac{u \sqrt{(EI_y) L/2}}{r_2 L}; \phi = \phi \sqrt{(GJ) L/2}; Z = \frac{z}{L};$$

$$k_1 = \frac{EI_y}{(EI_y) L/2}; k_2 = \frac{GJ}{(GJ) L/2}; K_3 = \frac{EI_w}{(EI_w) L/2} \approx k_1$$

.....(12)

$$\frac{d^2 U}{dZ^2} = -\frac{1}{k_1} \cdot \frac{\phi Z}{2} \dots\dots\dots(13)$$

$$\frac{d\phi}{dZ} - \frac{k_3 K^2}{k_2 \pi^2} \frac{d^3 \phi}{dZ^3} = \frac{r_2^2}{2k_2} \left(U_{1/2} - U + \frac{ZdU}{dZ} \right)$$

$$+ \frac{r_2 K}{2\pi} \frac{1}{k_2} \frac{2\bar{a}}{h_1} \phi_{1/2} \dots\dots\dots(14)$$

これらの式を前述した境界条件と断面変化の条件とを満足するように解けば、限界荷重のパラメータ r_2 が決定できる。種々の $K, \bar{a}/h_1, k_1=k_2, \alpha$ に対して解析

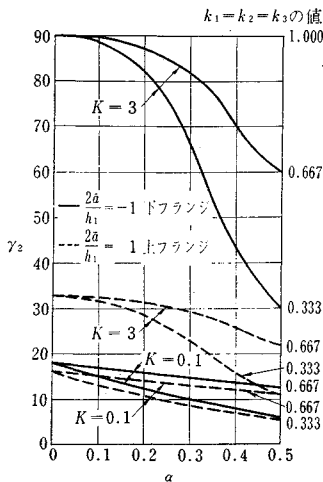


図-4

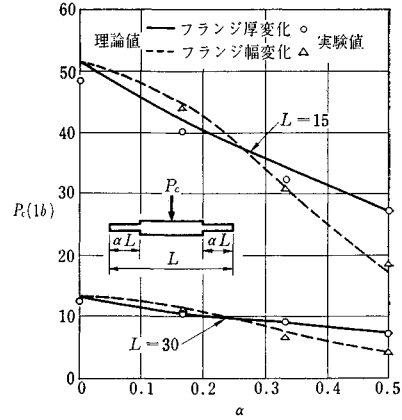


図-5

を行なった結果の一部を図-4に示す。図-4より任意の α に対して次の近似式が成り立つのがわかる。

$$r_{2\alpha} = r_{2c} - 2\alpha(r_{2c} - r_{20}) \dots\dots\dots(15)$$

ここに r_{2c}, r_{20} はそれぞれ変断面ばりの中央部および端部の断面に等しい断面をもつ一様断面ばりの限界荷重のパラメータである。この近似式は $K=0.1$ のほりに対しては十分な精度をもっている。また、 K の値が大きい場合には精度は落ちるが安全側にある。したがって、この近似式は変断面ばりの設計において十分役に立つものであると考える。次に実験結果と理論値とを比較したものを図-5に示す。この図より、断面変化の部分がスパンに比べて短い場合にはフランジ幅を減らす方が座屈に対して有利であり、長い場合にはフランジ厚を減らす方が有利であることがわかる。

自然の流れにおける拡散

“Dispersion in Natural Streams”
Bansal, M.K.

Proc. of A.S.C.E., HY Vol. 97, No. 11,
pp. 1867~1886, November (1971)

(1) はじめに

流れの拡散現象とは、流体の乱れと流速分布の非一様性により生じる拡散輸送機構により、水路における汚染物質等を希釈し、輸送することである。流れの中のある点での汚染物質の時間濃度曲線を推定する上で、流れの縦、横、鉛直方向の拡散係数の推定は、最も重要である。

現地実測や実験データによる縦方向の拡散係数を推定するための多くの経験式が、多くの研究者により提案されているが、これらの式は同じ流れの条件に対しても、かなり異なった拡散係数の値を与える。

(2) 1次元拡散の数理モデル

1次元拡散の場合、縦方向の拡散係数を一定とする拡散方程式の解は、周知のとおり正規分布となるが、多くの研究者により、自然の流れに適用するには疑問を持たれている。

自然の流れには、流れの中に存在する植物や浮遊物質による付着や、光化学的な分解による染料の損失がある。また、流れにそった横、鉛直方向に存在する dead zone に投入された染料が一時的に止まり、徐々に放出される。それ故、これらの量を加味し、1次元モデルの解として、

$$C(x, t) = \frac{1}{K} \frac{M}{A(4\pi D_L T)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(X-Vt)^2}{4D_L T}\right] \left(1 - K_0 \frac{x}{Vt}\right) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 K ：流れで定まる拡散のファクター、 K_0 ：染料の損失係数、である。 K 値は、本文においては、濃度の観測値と計算値の比較により決定した。また、 K_0 値には次の経験式を用いた。

$$K_0 = \frac{1}{4} \left[\frac{VB}{4D_L} + \frac{\log\left(\frac{2H}{L}\right)}{\log\left(D_L \frac{t_p}{L^2}\right)} + K_1 \right] \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 K_1 ：減衰と付着による損失係数で、すべての流れに対し 0.5 で一定と仮定する。

(3) 3次元拡散の数理モデル

3次元拡散方程式の解は、次式で与えられる。

$$C(x, y, z, t) = \frac{M}{(4\pi D_L t)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(X-Vt)^2}{4D_L t}\right] \times \frac{2}{(4\pi D_y t)^{1/2}} \exp\left(-\frac{y^2}{4D_y t}\right) \times \frac{2}{(4\pi D_z t)^{1/2}} \exp\left(-\frac{z^2}{4D_z t}\right) \dots\dots\dots (3)$$

式(3)は染料の付着、分解を考慮していないが、染料の投入点より近い距離においては成立する。 D_L を1次元モデルより推定し、 D_y を次元解析より、

$$D_y = \left(\frac{V_x}{V}\right)^2 \cdot \left(\frac{B}{H}\right)^2 \cdot D_z \dots\dots\dots (4)$$

と仮定し、式(3)より、観測値と計算値の比較より、 D_y 、 D_z を決定する。

(4) 自然の流れにおける拡散係数の測定

蛍光染料を用いて、8河川での時間濃度曲線を観測した。河川の流量と、断面積のプロットより、有効断面積を算定し、1次元モデルより縦方向の拡散係数を決定し、2次元モデルにより、横、鉛直方向の拡散係数を決定した。図-1に実測と計算結果を示すが、1次元モデルによるものが、最もよく実測値と適合している。

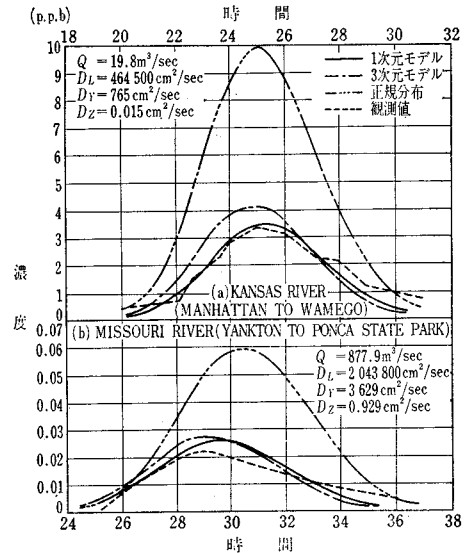


図-1 時間-濃度曲線

(5) 拡散モデルの検証

1次元モデルの妥当性を証明するために、流れに沿っ

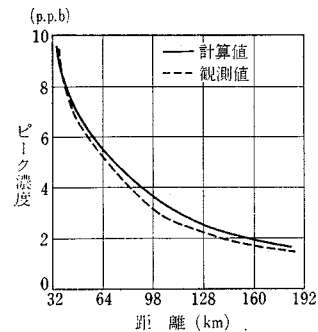


図-2 ミシシッピー川でのピーク濃度値の比較

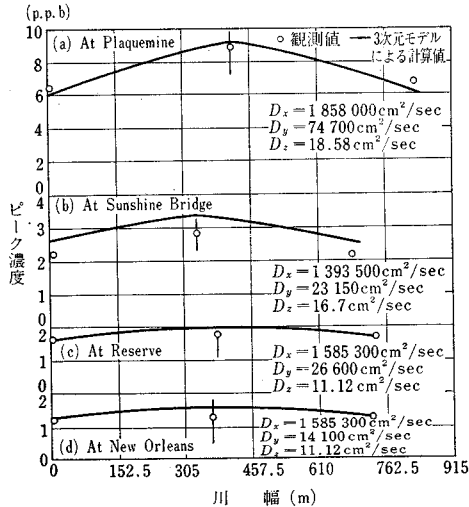


図-3 ミシシッピー川でのピーク濃度値の比較

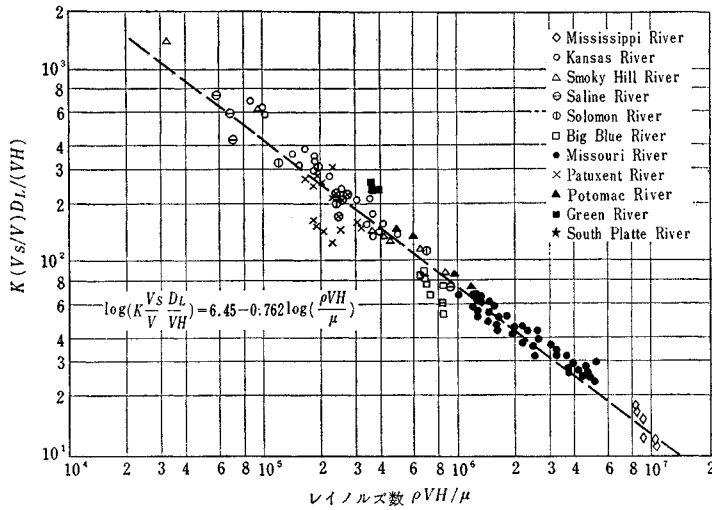


図-4 縦方向拡散係数無次元パラメータとレイノルズ数との関係

た数点での濃度ピーク値を観測値と計算値について比較した。図-2 は、その結果を示す。計算値と実測値の間の差は小さく、1次元モデルの妥当性は、証明されている。

横方向、鉛直方向の拡散係数の妥当性を証明するためには、3次元モデルについて、同様の検討が必要である。図-3 に流れの横方向のピーク濃度値の実測値と、計算値を示すが、両者はよい一致を示している。

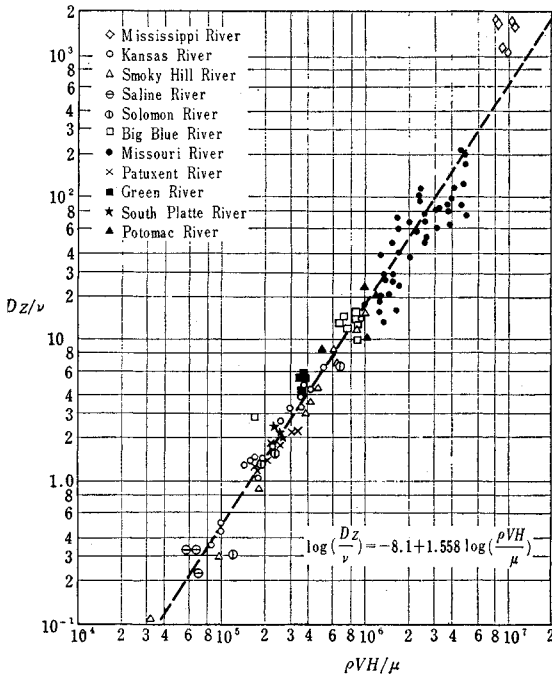


図-5 鉛直方向拡散係数無次元パラメータとレイノルズ数の関係

(5) 流れの拡散特性

縦方向拡散係数の無次元パラメータ、 $K(V_s/V)[D_L/(VH)]$ と流れのレイノルズ数を両対数紙にプロットしたのが、図-4 である。平均線の方程式は

$$\log\left(K \frac{V_s}{V} \frac{D_L}{VH}\right) = 6.45 - 0.762 \log\left(\frac{\rho VH}{\mu}\right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

これまで幾人かの研究者が $(D_L/u_*H) = \text{const.}$ という関係の確立を試みている。そこで、同様のパラメータで両対数紙にプロットしたところ、直線となった。その

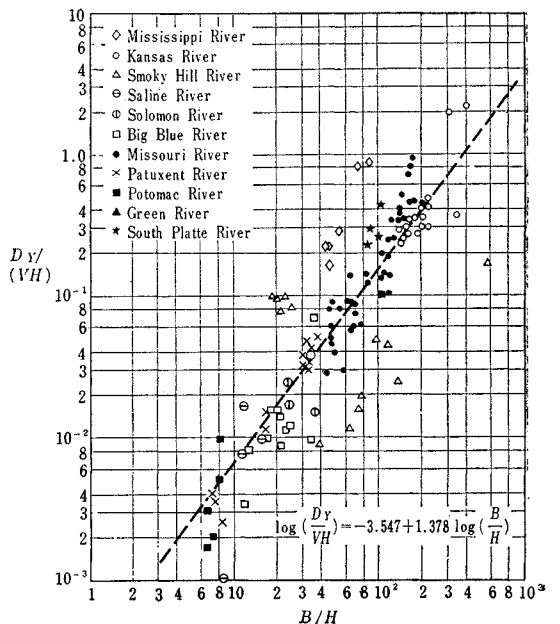


図-6 横方向拡散係数無次元パラメータと B/H の関係

平均的な直線の方程式は、

$$\log\left(K \frac{V_s}{V} \frac{DL}{u_* H}\right) = 6.467 - 0.714 \log\left(\frac{\rho u_* H}{\mu}\right) \dots\dots\dots (6)$$

同様に、鉛直方向の拡散係数について、無次元パラメータと、レイノルズ数の関係を、図-5 に示す。

直線の方程式は、

$$\log\left(\frac{D_z}{\nu}\right) = -8.1 + 1.558 \log\left(\frac{\rho VH}{\mu}\right) \dots\dots\dots (7)$$

横方向の拡散係数についての関係を、図-6 に示す。

かなりばらつきがみられるが、直線の式は、次式で示される。

$$\log\left(\frac{D_y}{VH}\right) = -3.547 + 1.378 \log\left(\frac{B}{H}\right) \dots\dots\dots (8)$$

半円筒構造物に作用する波圧について

“Plunging Wave Pressures on Semicylindrical Tube”

Jen, Y. and Lin, P.M.

Proc. of A.S.C.E., WW Vol. 97, No. 3,

pp. 567~579, August (1971)

砕波帯にある海岸構造物に作用する波の力学的挙動を解明することは容易でない。これは現在のところ、波の理論の設定が適当でないこと、波が不規則現象であること、等がおもな理由である。ここに述べる構造物は半円筒形の管であり、この管を海浜に設置して、砂が波により沖側へ流出することを防ぐ目的で用いられるが、本論はこの構造物の設定にあたり、来襲波による円筒各部への作用力についての実験的研究について述べたものである。実験に用いた水路の概略が 図-1 に示される。1:15 の勾配をもつ斜面に直径 D ; 15 cm の円筒をおき、海底より $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ の箇所表面に波圧計（固有振動数 10 000 Hz）を取付けた。水位は H.W.L. の場合、円筒の表面と等しくした。実験に用いた波とその他のパラメータとの関係は、波高 H : 4~18 cm, 周期 T : 1.73~3.5 sec, 水深 d , 波長 L , 沖波長 L_0 とすると、 $d/L_0 = 0.027 \sim 0.111$, $H/D = 0.26 \sim 1.18$, で

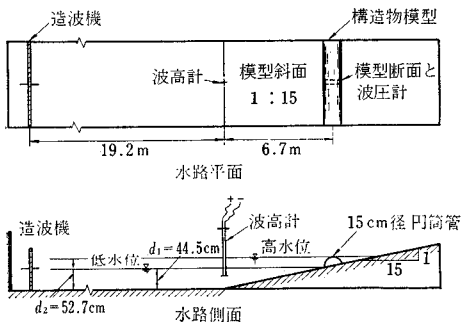


図-1 水路概略図

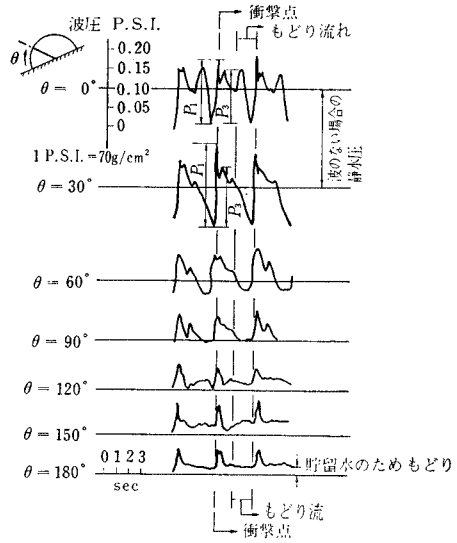


図-2 波圧記録の一例

ある。一般に孤立波の理論は砕波しようとする進行波の性質を説明するのに用いられるので、本論の理論的考察にも適用する。また、海底勾配 1:15 に対する砕波時の波高 H_b , その点の水深 d_b との間には、 $d_b/H_b = 1.04 \approx 1$ の関係があり、一方、予備実験によれば $H/H_b \approx 1.1$ の関係が求められている。図-2 は波圧の測定記録の一部である ($T=3.5$ sec の波)。この圧力変動の記録によれば、最初、波頭の衝撃により P_1 なる波力が生じ、引続き波による移動水塊の運動量により第二の波力 P_2 が生じる。おわりに円筒を越えた水塊のもどり流による水圧変動が生じ、このサイクルが続く。これら P_1, P_2 もどり流れによる水圧変動の実測値（8 波平均）と理論値の比較、ならびに考察を少しく行なってみる。まず水塊が円筒表面上で砕波しながら衝突する際に生ずる衝突力 P_i について理論モデルを図-3 のように仮定して、円筒表面 Δl に垂直にかかる力を運動量の変化より求めると

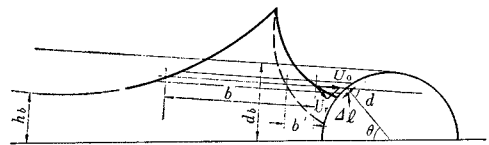


図-3 衝撃時のモデルと記号

$$-\frac{d(M_e U_r)}{dt} = P_i \cdot \Delta l \dots\dots\dots (1)$$

U_r : 水粒子の円筒接線方向速度、

$$M_e: \text{有効水塊}, \quad M_e = \rho b^* \Delta l \cos \alpha \dots\dots\dots (2)$$

ρ : 海水密度 b^* : 波の衝突時間中の有効波幅
式 (1), (2) より

$$P_i = -\rho b^* \cos \alpha \cdot \frac{dU_r}{dt} \dots\dots\dots (3)$$

P_i と U_r の変化は線型であるとして上式を衝撃時間

t_i について積分すると

$$P_i = \rho U_0 \left(\frac{2b^* \cos^2 \alpha}{t_i} \right) = \rho U_0 U^* \dots \dots \dots (4)$$

U^* : 速度指標 < 音速 U_s , U_0 : 水粒子水平速度

式 (4) を無次元化するため、砕波時の孤立波の波速、 $C_b = \sqrt{g(H_b + h_b)}$ と、水深 d_b , 砕波水深 h_b との関係、 $h_b = d_b - \beta H$ (実験によれば $\beta = 0.2 \sim 0.4$) を用いて、

$$\frac{P_i}{\gamma H} = \frac{U_0 U^*}{C_b^2} \left(1 - \beta + \frac{d_b}{H} \right) = (1.51 \sim 1.71) \frac{U_0 U^*}{C_b^2} \dots \dots \dots (5)$$

γ : 海水の単位体積重量,

実験結果は 図-4 で示されるが、最大値 1.9 について U^* の大きさを考えると、この場合、円筒の直前で砕波するので、 $C_b \approx U_0$, よって $U^*/C_b = 1.11 \sim 1.26$ となり、 U^* は C_b と同じ大きさであり音速よりは、はるかに小さい。また 図-4 より、 P_i は $H/L = 0.01$ のとき最大値 1.9 をとるが、 H/L が増すにつれ、著しく減少し、垂直壁に作用する力に比べても、はるかに小さい。これは円筒という形状のためと考えられる。次に 2 番目に作用する波力 P_s については、連続する流体運動の推定はむずかしいが、簡単のため円筒直前の水塊の水平速度を一定とし、運動量の変化より P_s を求めると、

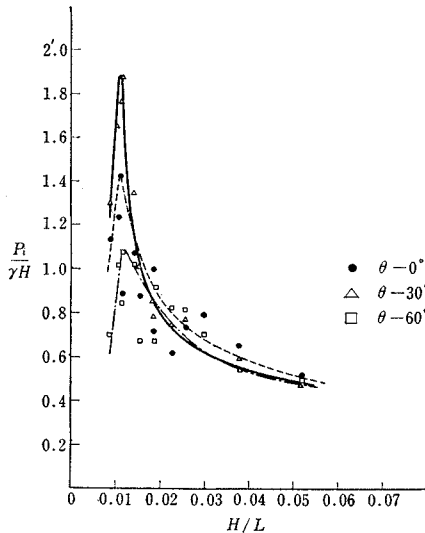


図-4 衝撃力と波形勾配の関係の無次元表示

$$P_s = \rho U_0^2 \cos^2 \alpha \dots \dots \dots (6)$$

P_i と同様無次元化すると、

$$\frac{P_s}{\gamma H} = \left(\frac{U_0}{C_b} \right)^2 \cos^2 \alpha \left(1 - \beta + \frac{d_b}{H} \right) = (1.51 \sim 1.71) \left(\frac{U_0}{C_b} \right)^2 \cos^2 \alpha \dots \dots \dots (7)$$

のようになり、 $U_0 = C_b$ のとき最大値をとる。 P_s についての実験結果は 図-5 に示されている。図中の曲線は式 (7) であるが、ちょうど実験値の上限を包絡した形

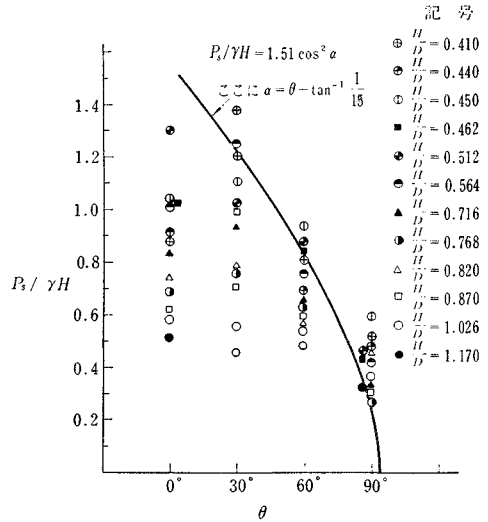


図-5 円筒表面の圧力分布の無次元表示

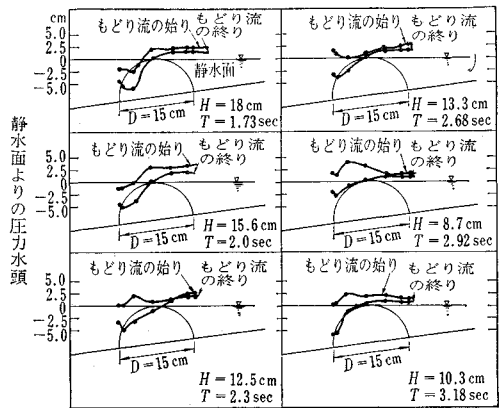


図-6 もどり流れ時の圧力変力

となっている。また $P_s/\gamma H$ は H/D が大きくなると減少するが、これは式 (7) 中の $(U_0/C_b)^2$ が H/D の増大ともなって減少することを考えれば自明の理である。終りに、もどり流れについてであるが、これはちょうどダムの余水吐での流況に似ている。図-6 がもどり流れによる圧力分布である。図よりわかるように、おおむね静水圧と同じであるが、 $\theta = 30^\circ, 60^\circ$ では負圧を生じ、円筒は P_i, P_s の作用時と逆に海側方向に力をうける。以上の考察を結論的にまとめると円筒に働く衝撃力 P_i は $H/L = 0.01$ 付近で最大値 1.9 をとるが、一般に垂直壁に働く波圧より小さい。また U^* は C_b と同じ大きさであり音速よりはるかに小さいので水撃作用時のような力は働かない。続く P_s は H/D が増大するほど小さくなる。また、もどり流れにより海側に力が働くため、このような構造物の設定にあたっては、振動、滑動、基礎への揚圧力等を充分考慮しなければならない。