海岸樹林端部付近における津波の流れ-実験と数値計算-

Tsunami Flow around Edge of Coastal Forest -Experiments and Numerical Simulations-

谷本勝利 1 ·田中規夫 2 ·N.B. THUY 3 ·飯村耕介 4 ·原田賢治 5

Katsutoshi TANIMOTO, Norio TANAKA, N. B. THUY, Kosuke IIMURA and Kenji HARADA

In the present study, laboratory experiments have been carried out to confirm the applicability of numerical method based on two-dimensional non-linear long wave equations incorporated with drag resistance of trees and eddy viscosity forces to tsunami flow around the edge of coastal forest. Then the method has been applied to a prototype scale condition to investigate tsunami flow around edge of coastal forest of *Pandanus odoratissimus*. The flow velocity outside and around the edge of coastal forest is increased, consequently the potential tsunami force is considerably increased there. On the other hand, the moment due to drag force at the top of aerial root of *P.odoratissimus* near the edge of the forest is decreased significantly to reduce the risk of breaking as the forest width increases.

1. はじめに

2004年インド洋大津波に際して、珊瑚礁の切れ間や海 岸樹林内の汀線に直角方向の道路背後での被害が大きい ことが報告され (Fernando et al. 2008; Mascarenhas and Jayakumar, 2008), これまでにも2次元数値計算によって, 海岸樹林切れ間での津波の流れに及ぼす影響等が検討され ている(谷本ら、2008a)、しかしながら、それらの数値計 算においては、速度勾配の大きい流れに対する渦粘性の効 果が考慮されておらず、また実験的検証も行われていない。 そのため、本研究では、まず切れ間を有する樹林を対象と した実験を行い、灘岡・八木 (1993) による Sub-Depth Scale 乱流モデルに基づく渦粘性項を取り入れた数値計算法を検 証する.次に、まだ十分には解明されていない海岸樹林端 部付近における遡上津波の挙動について現地スケールでの 数値計算を行い、特に津波による力(潜在的津波力や樹木 に働く破断モーメント) に及ぼす樹林幅の影響を検討する. 対象とした樹木はアダン (Pandanus odoratissimus) である.

2. 数値計算の基礎方程式

数値計算は,式(1)~(3)に示している水深積分型の非線形長波方程式に基づく.

$$\begin{split} &\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 & \cdots & (1) \\ &\frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x^2}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_x Q_y}{d} \right) + g d \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ &+ \frac{\tau_{bx}}{\rho} + \frac{F_x}{\rho} - E_{vx} = 0 \end{split}$$

フェロー 工博 埼玉大学名誉教授

2 正会員 工博 埼玉大学教授大学院理工学研究科

3 修(工) 埼玉大学大学院理工学研究科理工学専攻

4 学生会員 修(工) 埼玉大学大学院理工学研究科理工学専攻

5 正会員 博(工) 埼玉大学助教大学院理工学研究科

$$\frac{\partial Q_{y}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_{x}Q_{y}}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_{y}^{2}}{d} \right) + gd \frac{\partial \zeta}{\partial y} \qquad \dots (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} + \frac{F_{y}}{\rho} - E_{yy} = 0$$

ここに、x、yは平面座標、tは時間、 ζ は水位、 Q_x 、 Q_y はx、y方向線流量成分、dは全水深($=h+\zeta$ 、h:静水深)、 ρ は水の密度、gは重力加速度である。また、 τ_{bx} 、 τ_{by} は水底摩擦応力、 F_x 、 F_y は単位面積あたりの樹林による抵抗力、 E_{xx} 、 E_{yy} は渦粘性項のそれぞれx、y方向成分であり、摩擦応力ベクトル τ_b および樹林による抵抗力ベクトルFは次式で与える(田中ら、2006)。

$$\vec{\tau}_b = \frac{\rho g n^2}{d^{4/3}} \frac{\vec{Q} \left| \vec{Q} \right|}{d} \qquad (4)$$

$$C_{D-all}(d) = C_{Dref} \frac{1}{d} \int_0^d \frac{C_D(z_G)}{C_{Dref}} \frac{b(z_G)}{b_{ref}} dz_G \cdots (6)$$

ここに、nはManningの粗度係数、 \vec{Q} は線流量ベクトル、 γ は単位面積あたりの樹木本数、 b_{ref} は樹木の基準投影幅(胸高における幹の直径)、 C_{Dref} は基準抗力係数 (胸高における幹に対する値)、b、 C_D は地面からの高さ Z_G での樹木の幹と枝の投影幅とその高さでの抗力係数である。

また, 渦粘性項は次式で与える.

$$E_{vx} = \frac{\partial}{\partial x} \left(2\nu_e \frac{\partial Q_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_e \left(\frac{\partial Q_y}{\partial x} + \frac{\partial Q_x}{\partial y} \right) \right\} \quad \cdots (7)$$

$$E_{yy} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_e \left(\frac{\partial Q_x}{\partial y} + \frac{\partial Q_y}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left(2v_e \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right) \cdots (8)$$

ここに、 v_e は渦動粘性係数であり、灘岡・八木(1993) の SDS(Sub-Depth Scale) 乱流モデルに倣い、次の乱れ

エネルギー kp の輸送方程式を解くことによって与える.

$$\frac{\partial k_{D}}{\partial t} + V_{x} \frac{\partial k_{D}}{\partial x} + V_{y} \frac{\partial k_{D}}{\partial y}$$

$$= \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial x} \left(d \frac{v_{e}}{\sigma_{k}} \frac{\partial k_{D}}{\partial x} \right) + \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial y} \left(d \frac{v_{e}}{\sigma_{k}} \frac{\partial k_{D}}{\partial y} \right) \quad \dots (9)$$

$$+ p_{kh} + p_{ky} + p_{kd} - \varepsilon_{D}$$

乱れエネルギー消散率 :
$$\varepsilon_D = c_d \frac{k_D^{-1.5}}{\alpha d}$$
 ……(11)

水平せん断変形による乱れエネルギー生産:

$$p_{kh} = v_e \left[2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial y} \right)^2 \right] \cdots (12)$$

底面摩擦によるSDSエネルギー生産:

$$p_{kv} = \frac{gn^2}{d^{4/3}} (V_x^2 + V_y^2)^{1.5} \qquad (13)$$

樹林抵抗によるSDSエネルギー生産:

$$p_{kd} = \frac{\gamma b_{ref} C_{D-all}}{2} \left(V_x^2 + V_y^2\right)^{1.5} \quad \dots (14)$$

ここに、 V_x 、 V_y は水深平均流速成分である。また、式中のモデル係数については標準的な次の値を用いる。

$$\sigma_k = 1.0, c_w = 0.09, c_d = 0.17 \quad \cdots (15)$$

乱れ長さスケールの係数αについては後述する.

実際の計算は基礎式を差分式に変換して行う. 差分化の方法等は基本的には谷本ら(2008b)に同じである.

3. 数値計算モデルの適用性に関する実験的検証

(1) 実験条件

実験は幅 $(L_F$ と表記) 40 cm の造波水路の斜面上(勾配 1/20.5) 汀線から70 cm 沖側に水路延長方向1 m の樹林模型 を設け(図-1 参照),図-2 に示しているように水路側面からの切れ間の幅 b_G を0 cm(切れ間無し)から40 cm(樹林無し)の範囲で8 種類に変化させて行った。樹林模型は直径5 mm の木製円柱を中心間隔23 mm で千鳥状に配置したもので、樹林密度は 0.22本/cm^2 であり、 $4 \text{メ-} \tilde{y}$ としては密生したマングローブ林に相当する。波は周期20 s の長周期波で,図-1 に示した1 s の61 s のの測点で容量式波高計により水位を、また測点1 s 61 s では水路幅方向に1 s るいは1 c の高さ位置は静水深中央である。

(2) 結果と考察

実験は、多重反射系水路においてほぼ定常状態になるのを待って測定する手法で行っている。図-3に樹林模型が無い状態での測点G1~G6における測定波高と数値計算による水路での波高分布を示している。数値計算におけ

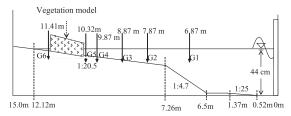


図-1 造波水路における模型と測点

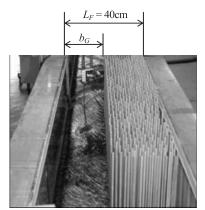


図-2 樹林模型とギャップ

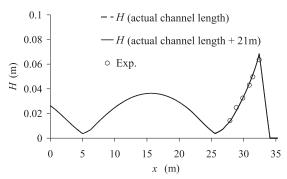


図-3 水路における波高分布 (樹林模型なし)

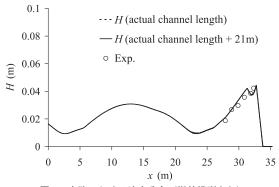


図-4 水路における波高分布(樹林模型あり)

る入射波高は測点G1での実験および数値計算による波高が一致するように、造波水深0.44mで0.020mを与えている.数値計算による波高分布は実際の水路長と造波水深

部 (線形方程式の領域) を約半波長 (21m) 延長した水路 での結果を示しているが,無反射性造波境界を採用しているため,実際の水路長の範囲で両者はほとんど完全に一致している.延長の一定水深領域でHealyの方法により 反射率と分離入射波高を求めると0.82,0.020mである.この結果と計算波高分布が測定波高と全体によく合っていることから,数値計算で与えた入射波高は実際の水路における多重反射後の分離入射波高と考えられる.なお,数値計算における格子間隔は0.05m,時間間隔は0.002sであり,マニングの粗度係数nは比較的粗い木製床に対し0.012としている.

一方、図-4は樹林模型が水路幅一杯(b_G =0)の条件で入射波高を0.020mとしたときの結果である。ここに、抗力係数は実験スケールでのレイノルズ数 10^2 のオーダーでの単円柱に対する代表値として1.5を用いている。この場合の反射率は0.53と変化するが、波高分布はよく合っている。そのため、本研究においては、樹林がある場合においても入射波高を0.020mとして以下の計算結果を示すことにする。

最後に、 b_G =7cmのケースを対象として、SDSモデルにおける乱れ長さスケール係数 α を検討し、0.08を採用した。以上のような値を用いて、全実験ケースに対する数値計算を行い、実験値との比較を行っているが、以下その主なものを示す。

図-5に b_G =7cm,切れ間後端中央および樹林帯後端中央での流速Vの時間変化を,図-6にそのピーク流速 V_p (5波の平均値)の水路幅方向(y方向)分布を示している。ともに実験と数値計算の結果を示しており,樹林帯後端での流速の負のところでやや違いが目立つものの,全体的にはよく合っていることが確認できる。また,図-6では渦粘性項を無視した結果(Excluded EV)とk- ϵ 法(Rodi, 2000)による結果を示しているが,本計算で採用したSDSモデルの適合性が高いことがわかる。なお,流速Vは次式で算出している。

$$V = \operatorname{sign}(V_x) \sqrt{V_x^2 + V_y^2} \quad \dots \tag{16}$$

図-7は同じ波の条件で切れ間幅 b_G を変化させたときの切れ間の直ぐ背後での波峰高 ζ_c ,切れ間幅内での最大流速 V_{Gmax} ,および最終遡上高Rをそれぞれ樹林がないときの値で割って無次元化してプロットしたものである。谷本ら(2008a)による既往の数値計算結果と同様に,切れ間幅が大きくなるにつれて波峰高や遡上高が単調な増加を示すのに対し,最大流速は極大値を有するような変化を示している。なお,遡上高は斜面上のスケールによる目視観測によっており,実験および数値計算による $b_G/L_E=1$ での値は表-1に示すとおりである。

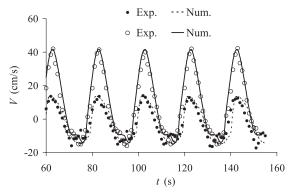


図-5 切れ間および樹林帯後端中央での流速

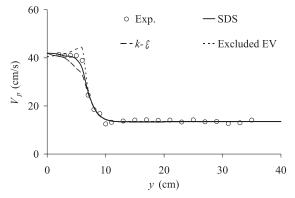


図-6 切れ間 - 樹林帯後端でのピーク流速の分布

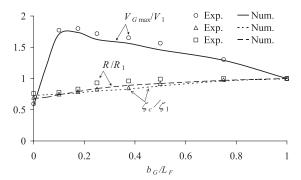


図-7 切れ間幅による切れ間後端での波峰高,最大流速,およ び遡上高の変化

表-1 $b_G/L_F=1$ での波峰高,ピーク流速,遡上高

	$\zeta_1(cm)$	V_1 (cm/s)	R_1 (cm)
実験	2.84	22.5	4.1
計算	2.72	24.1	3.8

4. 現地スケールでの2次元数値計算

(1) 計算条件

以上のように、切れ間と樹林の境界で流速が急変し、切れ間が適当に広いと流速が樹林のないときと比べて顕著 に増大することが大きな特色である。同様なことは有限 長の海岸樹林の端部付近でも生じる.そのため、本研究では十分に長い延長の海岸樹林(半無限樹林)を対象として現地スケールでの数値計算による検討を行った.

図-8 は想定した海岸の断面と海岸樹林の位置を示したものであり、谷本ら(2008a)と同じである。対象とした樹種は熱帯性海岸樹のアダン(Pandanus odoratissimus)で、樹高 H_{Tree} =8m、 b_{ref} =0.2m、 γ =0.22(間隔4mで千鳥状配置)であり、基準抗力係数 C_{Dref} は高レイノルズ数域での表面の粗い円柱と考え1.0とした。式(5)、(6)に示したように、高さによる投影幅と抗力係数の変化を考慮した抗力による樹林抵抗を考えている。なお、アダンの諸元やその抵抗特性の詳細については、田中ら(2006)および田中・佐々木(2007)を参照されたい。対象とした津波は周期が20分で、海岸線に直角に入射し、想定樹林沖側端での樹林がないとしたときの押し波第1波の地盤上津波高さ(最大没水深)が4.64mという規模のものである。

数値計算における格子間隔は10m, 計算時間間隔は0.2s であり、Manningの粗度係数nは通常よく用いられている0.025 とし、乱れ長さスケールの係数 α については実験条件に対して得られた0.08 をそのまま用いる.

(2) 結果と考察

静水面上遡上高は海岸樹林から十分離れたところ (y=4495m) で 6.85m, 端部から十分樹林側 (y=5m) で 5.40mであり,樹林端部付近背後ではこの範囲で変化する. 図-9は樹林端部付近に限った式 (17) で定義した潜在的津波力F* (抗力係数が1で,単位投影幅で高さ方向に一様な仮想物体に働く抗力に相当,谷本ら,2007参照)のピーク値 $F*_p$ の分布である.樹林端近傍で津波力が樹林のないとき(想定樹林沖側端で38kN/m)と比べて大きくなっていることがわかる.図-10はそうした分布における潜在的津波力の空間的最大値 $F*_{pmax}$ の樹林幅 B_F による変化を示している.樹林幅が広くなるにつれて, $F*_{pmax}$ は大きくなり, B_F =50m付近で極大に達し,その後は緩やかに低下する変化となる.

$$F^* = \frac{F}{\gamma C_{D-all} b_{ref}} = \frac{1}{2} \rho \frac{\overrightarrow{Q} | \overrightarrow{Q} |}{d} \dots (17)$$

ところで、樹高8mというのはアダンとして最も生長した高さに相当する。田中・佐々木(2007)は、アダンには気根があり、密集度も高く津波減殺のための海岸林として適しているものの、強度は比較的弱く、耐力に限界があることを指摘している。そのため、Tanakaら(2009)は主としてスリランカにおける海岸樹を対象として強度・破壊の現地試験を実施し、アダン等の気根上端での破断モーメント M_{GP1} (単位は b_{ref} をcm単位にとってN・m)について次の推定式を提案している(定数は次元を有す).

$$M_{GP1} = 4.45b_{ref}^{2.62} \cdots (18)$$

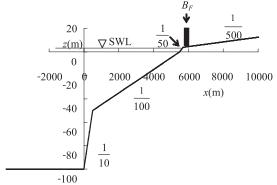


図-8 海岸断面と樹林位置

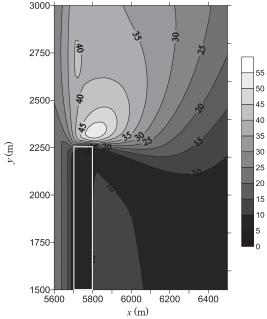


図-9 樹林端部付近における潜在的津波力のピーク値 F*_p (kN/m) の分布

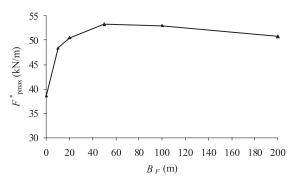


図-10 潜在的津波力の空間的最大値F*maxの樹林幅による変化

そこで、以下、本計算条件の下で、気根上端での抗力 によるモーメントベクトル \vec{M}_D を次式により計算して検討 する。

$$\overrightarrow{M}_{D} = \frac{1}{2} \rho C_{Dref} b_{ref} \overrightarrow{V} | \overrightarrow{V} | \int_{z_{1}}^{d} \frac{C_{D}(z_{G})}{C_{Dref}} \frac{b(z_{G})}{b_{ref}} z_{G} dz_{G} \cdots (19)$$

ここに、 \vec{V} は線流量を全水深で割った平均流速ベクトル、 z_1 は地盤面からの気根上端の高さであり、 $d < z_1$ ではモーメントは働かない。

図-11 は B_F =100 m の場合の樹林端部の沖側端付近 (x=5715 m, y=2245 m) での抗力モーメントベクトルの大きさ M_D の時間変化を、全水深d、線流量Q、水深平均流速V、潜在的津波力F*とともに示したものである。ここに、ベクトルの大きさ M_D やQ、F*は式(16)のVと同様に定義している。線流量と潜在的津波力のピークがほぼ同時、それより少し遅れて抗力モーメントと全水深のピークがほぼ同時に現われている。全水深と潜在的津波力のピークの起時がそれほど違わないのは、谷本ら(2007)の結果と大きく異なっているが、これは主として陸上の勾配を 1/100 から 1/500 へと緩くしたことによっている。

図-12は樹林幅を変化させたときの抗力モーメントのピーク値 M_{Dp} とそのときの全水深 d_{MDp} および流速 V_{MDp} を示したものである。 B_{F} =0の結果は、樹林が無いときの流れの中にアダンが単独であるときの結果であり、Tanakaら(2009)による破断モーメントを上回っている。抗力モーメントは樹木が群生し帯状となることによって急減し、樹林幅が広くなるにつれて減少することがかわかる。これは樹林内で流速が減じることと樹林帯によって津波が一部反射されることによっている。なお、樹林幅20m程度で抗力モーメントがほぼ落ち着く傾向は、本論文の条件で、樹林密度を半分にしても、また津波周期を15~30分の範囲で変化させても変わらない。

5. おわりに

本研究により、流速が急変する条件において、SDSモデルの適用性が高いこと、樹林切れ間において流速が増大することを実験的に検証し、延長の十分に長い樹林端部付近における津波流れの特性を検討した。樹林端部付近では流速が増大し、したがって潜在的津波力が増大する。また、樹木に働く抗力モーメントは樹林幅に大きく依存し、樹林幅が広くなるにつれて小さくなる。ただし、本研究では計算条件が限られており、今後地形や樹林特性など幅広い条件での検討が必要である。

参考文献

田中規夫・武村 武・佐々木寧・M.I.M. Mowjood (2006) : スリランカ海岸林の樹種による破壊条件と津波到達遅延時間の相違,海岸工学論文集,第53巻,pp.281-285.

田中規夫・佐々木寧 (2007) : 2006年ジャワ津波災害において 海岸林が果たした役割とその破断・なぎ倒し限界,水工学

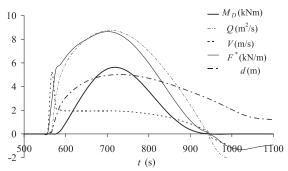


図-11 抗力モーメント等の時間変化 (B_F=100m)

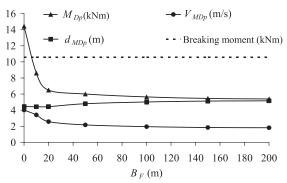


図-12 抗力モーメント等の樹林幅による変化

論文集, 第51巻, pp.1445-1450.

谷本勝利・田中規夫・N.A.K. Nandasena・飯村耕介・清水 隆 (2007) :種々の熱帯性海岸樹の組合せによる津波防御効 果に関する数値計算,海岸工学論文集,第54巻,pp.1381-1385.

谷本勝利・田中規夫・N.B. Thuy・N.A.K. Nandasena・飯村耕介 (2008a) :津波遡上に対する海岸樹林内通路の影響 - 2 次元数値計算による検討 - , 海洋開発論文集, 第24巻, pp.87-92.

谷本勝利・田中規夫・N.B. Thuy・飯村耕介 (2008b) : 津波 の河川遡上へ及ぼす海岸および河道内樹林の影響,海岸工 学論文集,第55巻,pp.260-230.

灘岡和夫・八木 宏 (1993) : SDS & 2DHモデルを用いた開 水路水平せん断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論 文集, No.473/Ⅱ-24, pp.35-44.

Fernando, H.J.S., S.P. Samarawickrama, S. Balasubramanian, S.S.L. Hettiarachchi and S. Voropayev (2008): Effects of porous barriers such as coral reefs on coastal wave propagation. Journal of Hydro-environment Research, 1, pp.187-194.

Mascarenhas, A. and S. Jayakumar (2008): An environmental perspective of the post-tsunami scenario along the coast of Tamil Nadu, India: Role of sand dunes and forests, Journal of Environmental Management, 89, pp.24-34.

Tanaka, N., N.A.K. Nandasena, K.S.B.N. Jinadasa, Y. Sasaki, K. Tanimoto and M.I.M. Mowjood (2009): Developing effective vegetation bioshield for tsunami protection, Journal of Civil Engineering and Environmental Systems, Taylor & Francis, 26, pp.163-180.

Rodi, W. (2000): Turbulence models and their application in hydraulics, IAHR Monograph, third ed., Taylor & Francis, London and New York, 104p.