

海嶺により励起される境界波に関する研究

越村俊一*・今村文彦**・首藤伸夫***

1. はじめに

津波を捕捉する海底地形に、大陸棚、島弧、海嶺が挙げられる。これらの海底地形は、入射する津波の周期及び角度により境界波を励起し、エネルギーを拘束するといわれている。例えば、大陸棚に平行に近い角度で入射した津波はエッジ波となり、その波動は長い継続時間をもち、エネルギーは大陸棚に沿って遠方にまで輸送される。これは、大陸棚という沿岸境界により励起された境界波であるといえる。

海嶺も境界波を励起するという特徴をもつ。例えば、1996年イリアン・ジャヤ地震津波の波源から放射された津波はマリアナ海嶺・南本州海嶺上を伝播し、父島では遠地津波としては1960年チリ津波以来の1mという最大波高が観測された。父島において観測された波動は境界波としての挙動特性を持ち、越村ら(1996)による外洋伝播計算の結果においても同様の挙動特性が再現されている。

境界波による津波被害としては、あまり深刻なものは報告されていないが、振動が長時間継続する、最大波が第一波の到達後長時間経過してから出現する、といった特徴のために、場合によっては予想外の時間帯に人命に脅威を及ぼす要因となる。この境界波は、その伝播経路の複雑故に、数値計算での再現が困難であり、定量的な予測が難しいというのが現状である。

ところで、大陸棚上における境界波であるエッジ波に関する理論的研究は、過去様々なモデルを用いて行われており、その挙動特性、励起の条件等はほぼ明らかになっている(例えば、Abe & Ishii, 1980)。しかし、海嶺上を伝播する境界波である海嶺波の挙動特性に関する研究は少なく、どのような場合に対して海嶺が津波を捕捉するかといった、海嶺波が励起される条件についての検討は十分には行われていない。

本研究では、海嶺による境界波励起の条件を調べる。具体的には、単純な矩形断面のモデル海嶺を用いた理論

解析から、海嶺上の解の性質を調べることにより境界波励起の条件を検討する。また、同じモデル海嶺に対して数値実験を行い、理論に対する数値計算の適用性についての検討を行う。

2. 理論解析

(1) 線形長波理論の周期解

海嶺のモデルは図-1に示す通りであり、 y 方向には無限に連続しているものとする。入射波は領域1において、無限遠から海嶺に入射し、入射角は θ_1 とする。

式(1)に示す線形長波理論の周期解はMei(1992)を参考にして式(2)~(4)のように求められる。

$$\frac{\partial^2 \eta_j}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(g h_j \frac{\partial \eta_j}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(g h_j \frac{\partial \eta_j}{\partial y} \right) \quad (j=1, 2, 3) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\eta_1 = e^{i\theta_1 y} \{ e^{i\alpha_1(x+a)} + A e^{-i\alpha_1(x+a)} \} e^{-i\omega t} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\eta_2 = e^{i\theta_2 y} (B e^{i\alpha_2 x} + C e^{-i\alpha_2 x}) e^{-i\omega t} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\eta_3 = D e^{i\theta_3 y} e^{i\alpha_3(x-a)} e^{-i\omega t} \quad \dots\dots\dots (4)$$

式中の η は静水面からの水位、 ω は角周波数、 h は水深、 A, B, C, D は複素振幅、 α, β はそれぞれ x, y 方向の波数、 a は海嶺の半幅である。Buchwald(1968)は海嶺波の理論的研究において、コリオリ力による影響ははるかに小さいことを示している。従って、本研究においてはコリオリ力による影響を無視する。式中の記号につけた下付の添字は領域を示す。

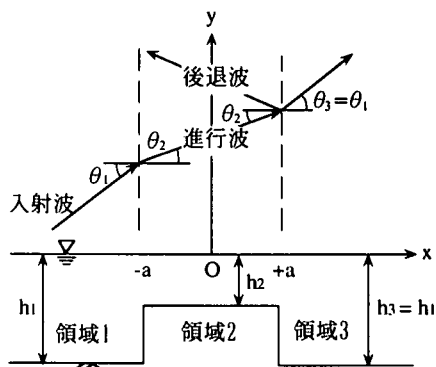


図-1 海嶺のモデル

* 学生会員 工修 東北大学大学院工学研究科

** 正会員 工博 東北大学助教授 工学部災害制御研究センター

*** 正会員 工博 東北大学教授 工学部災害制御研究センター

海嶺上の解における複素振幅 B, C はそれぞれ, x の正方向に進む進行波成分, 負方向に進む後退波成分を表す。

各領域の境界における水位と流量の連続条件から, 海嶺上の解の複素振幅はそれぞれ式 (5), (6) のように求められる。ただし, γ は式 (7) で定義する。

$$B = \frac{2\gamma(1+\gamma)}{(1+\gamma)^2 e^{-2ia_2a} - (1-\gamma)^2 e^{2ia_2a}} e^{-ia_2a} \dots\dots (5)$$

$$C = \frac{2\gamma(1-\gamma)}{(1+\gamma)^2 e^{-2ia_2a} - (1-\gamma)^2 e^{2ia_2a}} e^{ia_2a} \dots\dots (6)$$

$$\gamma = \frac{a_i h_i}{a_j h_j} = \frac{\tan \theta_2}{\tan \theta_1} \cdot \frac{h_1}{h_2} \quad (i, j = 1, 2, 3) \dots\dots (7)$$

本研究では海嶺上の津波の挙動特性を対象としているために, 以下では海嶺上の解のみについて取り扱うものとする。

(2) 海嶺上への捕捉効率

海嶺上の解に含まれる複素振幅は, ともに入射波振幅で無次元化された津波の振幅である。 B が海嶺の左端から入り込んだ津波の振幅, C が海嶺の右端から外海へ出ることが出来なかった津波の振幅であるから, 後者の前者に対する比を捕捉効率 Γ として, 式 (8) のように定義する。これは, 海嶺の外側及び頂部の水深比と海嶺への津波の入射角・屈折角の関数である。

$$\Gamma = |C/B| = \left| \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \right| = \left| \frac{h_2 \tan \theta_1 - h_1 \tan \theta_2}{h_2 \tan \theta_1 + h_1 \tan \theta_2} \right| \dots\dots (8)$$

海嶺への入射角に対し, 捕捉効率を調べた結果を図-2 に示す。水深比は 0.25, 0.33, 0.4, 0.5 とした。入射角が小さな場合には, 海嶺の外側と頂部の水深差が大きいほど捕捉効率が高いが, いずれにせよその値は小さく, 境界波は励起されにくい。しかし, 70 度を越える大角度入射になると, 角度に大きく依存して捕捉効率は急激に増加する。この範囲では, 水深差の影響は殆ど見られない。

(3) 境界波の励起発生条件

以上のように, 海嶺波の捕捉効率は海嶺への入射角によって支配される。海嶺波の励起条件の目安として, 後退波成分の振幅が進行波のその 1/2 となる入射角を取ると, 約 80 度という値になる。

入射角の変化に応じて, 海嶺上の進行波, 後退波の振幅がどのように変化するかを, 詳細に見ることとする。海嶺上の解に含まれる複素振幅の性質について調べるために, 海嶺上での x 方向の波の数に対する複素振幅の変化を図-3 に示す。海嶺への入射角はそれぞれ 20, 40, 60, 80 度とした。ただし, ここでは海嶺の外側水深を 5000 m, 海嶺頂上部の水深を 2500 m, 海嶺幅を 280 km としている。

まず, 入射角が小さな場合には, 海嶺上の進行波成分

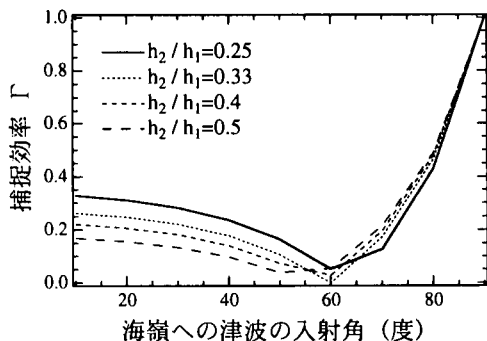


図-2 海嶺上の津波の捕捉効率

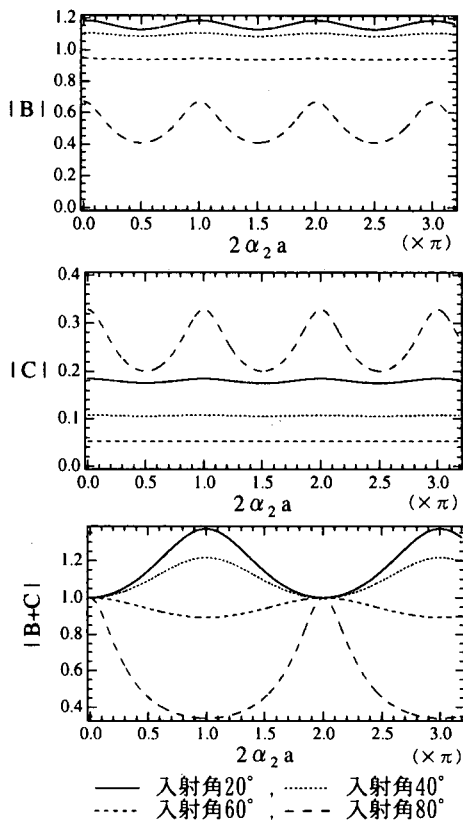


図-3 複素振幅の変化

の振幅は外海での入射波振幅に比べ, さほど変わらない一定値となっている。なお, 海嶺上では水深が浅いから, 外海での振幅より大きな値が生じていても不思議ではない。この時, 海嶺上の後退波成分の振幅は小さく, 津波の大部分が海嶺をさらに右へと透過している。すなわち, 上記 (2) でも明らかなように, こうした場合には境界波の励起にはつながらないのである。

ところが, 大角度で入射するようになると, 変化が起る。進行波成分の振幅は減少するものの, すなわち外

海へ反射される成分が増えるものの、進行波成分、後退波成分共に無次元波数に関する周期性が見られ、特に後退波成分の振幅増加が伴うことは、条件が調うと海嶺波が励起されることを意味している。

進行波・後退波成分の複素振幅の和を考えると、大角度入射によって、これが極大値をとるのは式(9)が満たされる場合であって、これが海嶺上のx方向に含まれる波の数で表現した境界波の励起発生条件である。

$$2\alpha_2 a = 2n\pi \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (9)$$

(4) 海嶺上の津波の共振現象

ところで、海嶺上で津波進行方向に測った波数は式(10)で与えられる。

$$k_2 = \frac{2\pi}{L} = \frac{2\pi}{C_2 T} = \sqrt{\alpha_2^2 + \beta^2} \quad (10)$$

ここで、 L 、 T は海嶺上における津波の波長と周期で、 C_2 は海嶺上での長波の波速である。この式に式(9)の境界波励起の条件を代入すると式(11)を得る。

$$\begin{aligned} T_{\text{res}} &= \frac{2\pi}{\sqrt{gh_2}} \cdot \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{a}\right)\sqrt{(1+\tan^2\theta_2)}} \\ &= \frac{2a}{n\sqrt{gh_2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(1+\tan^2\theta_2)}} \quad (11) \end{aligned}$$

これは、大角度入射の場合、海嶺上の解の複素振幅が極大値をとる周期であり、津波捕捉効率からみた海嶺共振周期と呼ぶことが出来る。

さらに、Snellの法則より共振周期 T_{res} を海嶺への入射角 θ_1 で表すと式(12)のようになる。すなわち、海嶺上の津波の共振周期は、海嶺の幅、水深に依存し、それらの地形パラメータが既知であれば、本理論により簡単に計算出来る。図-4に海嶺の外側水深及び頂部水深の関数として、第一モードの共振周期を示す。ただし、海嶺の幅は280 kmとした。図中の数字は共振周期(分)である。これより、海嶺波の共振周期は、幅を固定した場合には、海嶺の頂部水深に比較的大きく依存することが

分かる。

$$T_{\text{res}} = \frac{2a}{n\sqrt{gh_2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\tan^2[\sin^{-1}(\sqrt{h_2/h_1} \sin \theta_1)]}} \quad (12)$$

次に、海嶺の幅が共振周期に与える影響について調べる。海嶺の外側水深を5000 m、頂部水深を2000 mと固定し、幅を変化させて求めた海嶺波の周期特性を図-5に示す。図の横軸は海嶺上の津波の周期、縦軸は入射波振幅で無次元化した海嶺上の津波の振幅である。海嶺の幅が短くなるにつれ、共振周期は短くなる。

以上のことから、海嶺は大角度で入射した津波を捕捉しやすく、また地形固有の振動モードがあり、津波周期がこれと一致する場合には海嶺上において共振現象が顕著となることが理論的に示された。

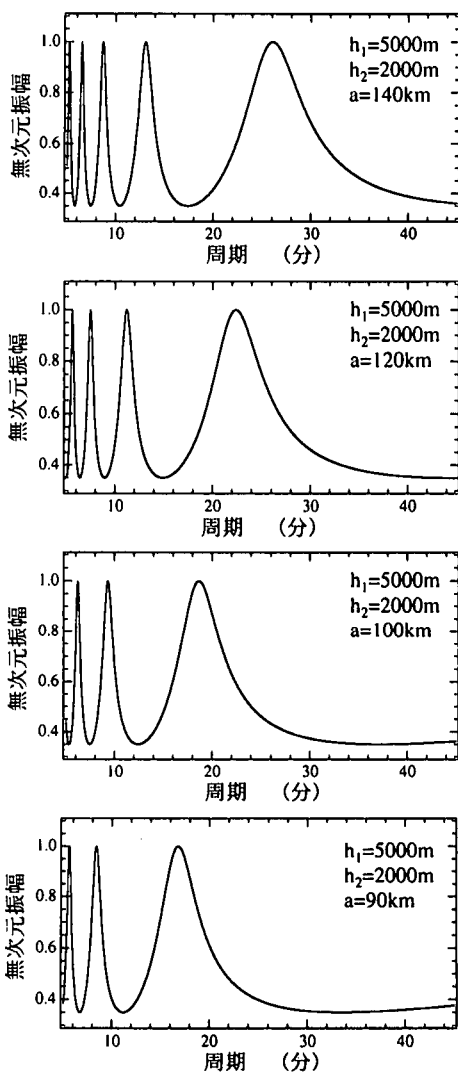


図-5 海嶺上の津波の周期特性 (水深は固定)

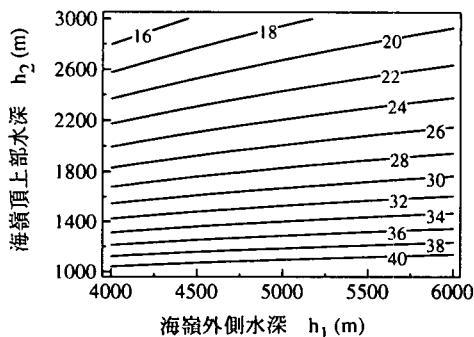


図-4 海嶺波の共振周期 ($a=140$ km, 図中の単位は分)

3. 実現象への適用

1996年イリアン・ジャヤ地震津波の我が国への主な伝播経路は三つ存在する。そのうち父島に到達する成分は、南本州海嶺に励起された境界波であることが越村ら(1996)により示されている。図-6に示すように、南本州海嶺はミクロネシアのチャレンジャー海淵付近からほぼ真北に伸びている海嶺で、その外側水深は4000~5000 m、頂上部水深は2000 m前後、その幅は150 km~280 km前後という空間的広がりをもつ。南本州海嶺と津波波源との地理的な関係から、この津波は南本州海嶺に対し大角度で入射し、そのエネルギーは海嶺に沿って遠方まで輸送されたことが推測できる。

図-7に、この津波の父島における波形を示す。実線で示した波形は検潮記録の津波成分、点線で示した波形は線形理論による外洋伝播計算結果である。包絡波形は境界波の特徴である紡錘型を示し、最大波は第一波の到達以後約1時間て来襲している。

藤間ら(1995)は小笠原諸島における津波の増幅について理論的に解析し、島周りにおける津波の周期特性を示した。その時藤間ら(1995)は、父島における津波の共振周期は5~10分の間に存在し、周期20分以上の津波との顕著な共振現象は起きないとしている。ところが、父島におけるこの津波の周期は20分前後であるから、図-7に見られる挙動は島周りの共振現象によるもので

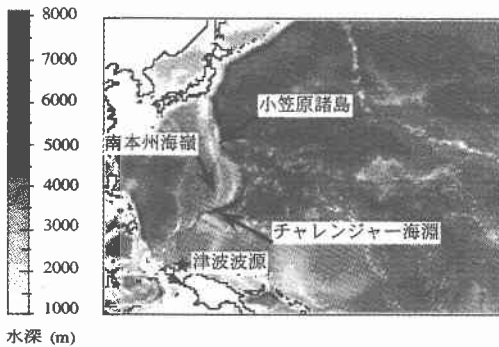


図-6 南本州海嶺と津波波源との位置関係

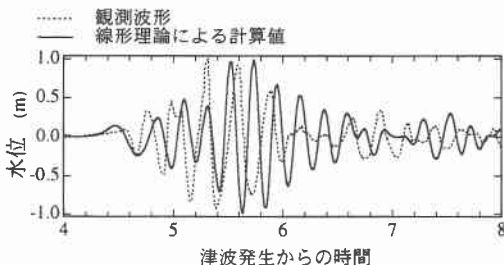


図-7 父島における境界波的挙動
(1996年イリアン・ジャヤ地震津波)

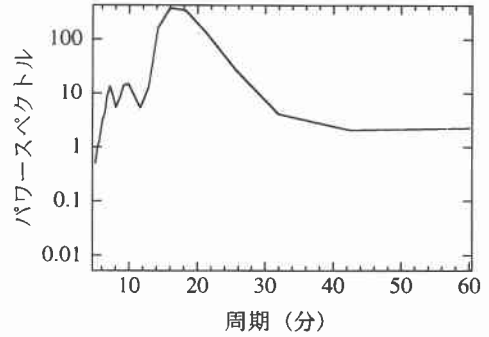


図-8 父島における波形のパワースペクトル

はないと思われる。また、粗い空間格子を用いた線形理論の数値計算結果が実測値に対し良好な再現性を示していることから、観測された波形は湾内振動などの局地的な波動によるものとは云えない。従って、観測波形には外洋での波動、すなわち海嶺上における境界波の波動が反映されていると考えて差し支えない。

図-8に父島における、この津波のパワースペクトルを示す。ピークは16~18分の間にあり、南本州海嶺の平均的な地形特性である、 $h_1=5000$ m、 $h_2=2000$ m、 $a=100$ kmを与えて理論的に求めた周期特性(図-5の上から3番目)とほぼ一致する。

以上のことから、父島において観測された境界波的な挙動は、南本州海嶺により励起された海嶺波によるものであることが分かる。

4. 数値実験

上述の理論的考察は、入射波が時間的・空間的に無限の正弦振動を繰り返しているという、定常的な条件下での解である。津波数値計算では、時・空とも有限であるから、理論値との差が生ずることが予想される。以下においてはこの点の検討を行う。

支配方程式として線形長波理論を用い、空間格子間隔は10 kmとした。計算領域の大きさは x 方向2000 km、 y 方向4000 kmである。モデル海嶺は理論解析の場合と同じ形状で、外側水深を5000 m、頂部水深を2500 m、海嶺の幅を140 kmとし、 x 軸に対し80度の傾きで設置した。境界条件として、共振周期に一致する21分の波と、一致しない30分の波を、 y 軸に平行に、つまり海嶺に対し80度の入射角となるように与えた。入射の振幅は1 mである。計算は定常状態になるまで継続した。

海嶺の対称軸に沿った水位空間分布の比較を図-9に示す。実線は理論解の実数部、点線は数値計算結果である。入射波周期が21分の計算ケースにおいて理論と計算の違いが見られる。理論解は、海嶺が無限に続き、しかも無限時間正弦波が入射しているという仮定で得られた

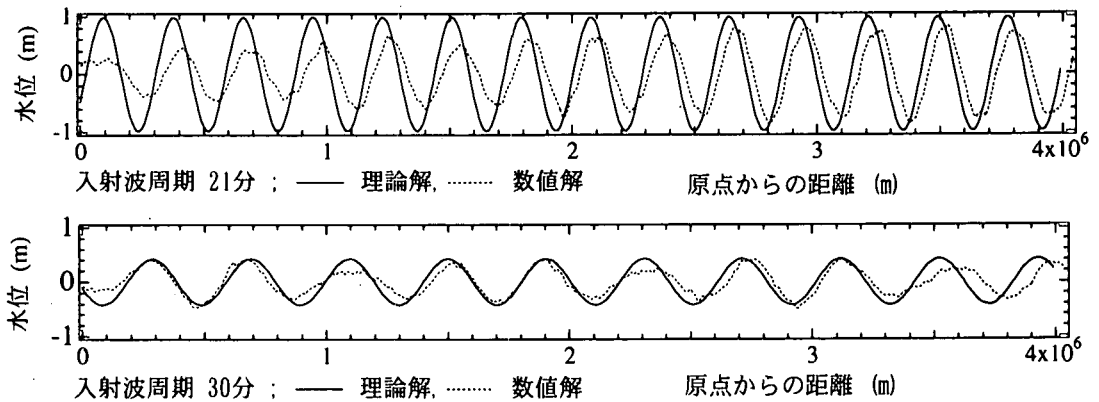


図-9 海嶺上の水位分布における理論解と数値解との比較

ものである。数値計算では、モデル海嶺の長さは有限であるから、無限遠から海嶺上に捕捉され、伝播してくる成分は計算されていない。その結果、計算領域の入力地点付近では、やや小さい波高となるのは当然である。しかし、入射地点から離れるに従い改善が進み、数値解は理論解に近づいて行く。

一方、入射波周期が30分で共振が期待されない場合には、入力地点のすぐ近傍から数値解と理論解は良い一致を示している。この入射波振幅も1mであったが、海嶺上における水位は小さくなった。共振周期に一致しない波数成分は海嶺に捕捉されにくく、海嶺上での水位は低くなる。

以上から数値計算においても、共振周期に一致する波数成分は海嶺上において捕捉され、そのエネルギーは海嶺に沿って保存されながら輸送されるという特性が再現された。このことから、数値計算は、理想的な地形・波入射条件の下で得られた理論解の特性を予想できると結論出来る。ただ、条件の違い、特に現実の条件下では海嶺斜面上での津波屈折効果や過渡的な入射波形の影響等があるから、海嶺波数値計算の精度の判定にそのままでは使用できない。地形性の分散性を有する複雑な海嶺波の挙動を数値計算で再現するための空間格子の選定については、例えば、越村ら(1996)による斜面上の津波の屈折効果を取り入れた一様勾配のモデルを用いて屈折誤差評価を行う等の配慮が必要となる。

5. 結 論

まず、単純な形状のモデル海嶺を用いた理論解析から、海嶺の津波の捕捉と境界波の励起条件を調べた。

海嶺に対し、80度に近い大角度で入射した場合には、捕捉現象が顕著に起こる。

大角度入射の場合、海嶺上での津波振幅はx方向の無次元波数に対して周期的に変化し、共振周期が存在する。共振周期は海嶺の水深・幅に依存する。

様々な水深・幅に対し、海嶺波の周期特性を調べ、本理論を南本州海嶺に適用した結果、海嶺波第一モードの共振周期は18~19分に存在することが分かった。1996年イリアン・ジャヤ地震津波の父島における波形から得られたスペクトルのピークは、この共振周期にほぼ一致する所で得られており、このような波動が実際に存在することが示された。

また、本理論で得られた海嶺波の周期特性は数値実験において再現された。

島周り、特に海嶺上に点在する島においては、様々な振動モードが存在する。周期10分程度の中小規模の津波に対する危険性は藤間ら(1995)による既往の研究により指摘されていた。これに加え、海嶺により励起される境界波を伴う、比較的長周期の遠地津波に対しても注意が必要であることが示された。

参 考 文 献

- 越村俊一・今村文彦・高橋智幸・首藤伸夫(1996): 境界波としての津波の挙動特性とその数値解析, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 276-280.
- 藤間功司・後藤智明・林健二郎・重村利幸・首藤伸夫(1995): 伊豆・小笠原諸島の津波増幅特性, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 381-385.
- Abe, K. and J. Ishii, (1980): Propagation of the tsunami on a linear slope between two flat regions, (I) Edge Wave, Jour. Phys. Earth., Vol. 28, pp. 531-541.
- Buchwald, V. T. (1968): Long waves on oceanic ridges, Proc. Roy. Soc. Lond., A. 308, pp. 343-354.
- Mei, C. C. (1992): The applied dynamics of ocean surface-waves, World Scientific, 740 p.