

サンゴ浮遊幼生分散を例にしたLagrange的沿岸輸送過程に対する波浪の影響について

片岡 貴¹・竹安 希実香¹・内山 雄介²・御手洗 哲司³

¹学生会員 神戸大学 大学院工学研究科市民工学専攻 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)

²正会員 神戸大学教授 大学院工学研究科市民工学専攻 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)

E-mail: uchiyama@harbor.kobe-u.ac.jp (Corresponding Author)

³沖縄科学技術大学院大学准教授 海洋生態物理学ユニット (〒904-0495 沖縄県国頭郡恩納村字谷茶1919-1)

海洋環境問題に広範に用いられる数値Lagrange粒子追跡モデリングにおいて、波浪の効果は単にStokes driftと背景Euler流速の線形和として*ad hoc*に表現されてきた。本研究は、波浪作用下におけるLagrange粒子追跡の適切な解析方法を示すことを目的に、Lagrange運動方程式に関する理論的な整理と考察を行い、さらにサンゴ浮遊幼生の沿岸分散を例にvortex force型波平均3次元Euler流動モデル (ROMS -WEC) を用いたLagrange粒子追跡比較実験を通じて、波浪効果の具体的な導入方法やその効果を検討した。海浜流は初期分散過程に強く関与するとともに、その影響はその後の分散過程に対しても継続的に波及するため、波浪を考慮しない流動計算結果にStokes driftを加算する従来の方法では波浪の影響を大幅に過小評価する可能性が高く、モデルによる海洋物質分散解析のあるべき方向性を事例とともに具体的に示した。

Key Words : wave effects, Stokes drift, Lagrangian material transport, reef coral larvae, ROMS

1. はじめに

DDT や下水の排出などの陸域起源汚染物質の海洋拡散のような公害抑止・沿岸環境保全的な観点¹⁾や、海洋プラスチック汚染問題²⁾のような地球環境的な観点から、海洋における物質分散・輸送に関する研究が営々と行われている。海洋生態系の多様性保全の観点から、海棲動植物の卵・浮遊幼生・種子などの発生源と、それらが漂着して成長する生育場との空間的なリンクを把握するために行われることも多い³⁾。特に浮遊幼生やプラスチックは海水に対して懸濁するため、Lagrange 粒子追跡による分散解析が主流となる。

数値モデルを用いた Lagrange 分散解析では、風・海流・潮汐などの外力に加え、流れとの相互作用を伴う波浪の影響を正確に評価して背景流動場に組み込む必要がある。しかしながら、沿岸域で特に重要となる波浪の効果の導入方法については十分な議論がなされておらず、誤った解析方法が用いられてきた。長期的な輸送問題を取り扱う際には、実用上は一波一波の波を個別に解像せずに、位相平均運動方程式を用いることが現実的である (例えば Uchiyama ら⁴⁾)。ところが Lagrange 解析を用いた既往の研究では、典型例には (波浪を考慮しない) 海洋モデルで求めた 3 次元 Euler 流速に、別途評価した

Stokes drift 速度を線形的に加えることで Lagrange 流速を近似する (例えば, Iwasaki ら⁵⁾) か、あるいは完全に無視する。本来波浪は、平均流の運動量・質量保存則に現れる外力項と相互作用項を通じて Euler 流速に対して力学的な影響を与えるので、Stokes drift の線形加算は明らかに不作為で近似的な手法である。海洋流動に対する波平均効果には①Stokes drift と惑星渦度との相互作用 (Stokes Coriolis force)、②Stokes drift と相対渦度との相互作用 (Stokes vortex force)、③動圧効果による Bernoulli head、④海洋表層と底面での streaming 効果、⑤砕波や海底摩擦などの強非線形プロセスに伴う波から流れへの運動量輸送、⑥砕波に伴う 3 次元的な乱流混合強化、さらには⑦流れによる波浪の Doppler 変調効果などがあり、海洋のダイナミクスやエネルギーバランスを考える上で重要な役割を果たしている⁴⁾。海岸工学分野でよく取り扱われる砕波帯では、⑤や⑥のプロセスが卓越して海浜流などの強い流れが波によって惹起されるので、Stokes drift の線形加算がいかにも不正確だが直ちに理解されるであろう。

本研究では、沖縄本島中西部の本部半島周辺海域における造礁サンゴ生態系を対象に、海水温の上昇などに伴う白化現象によって衰退の一途を辿るサンゴ⁶⁾を確実に保全するために、産卵場所と着底場所とのネットワーク構造を定量的に評価することを最終目標としたLagrange

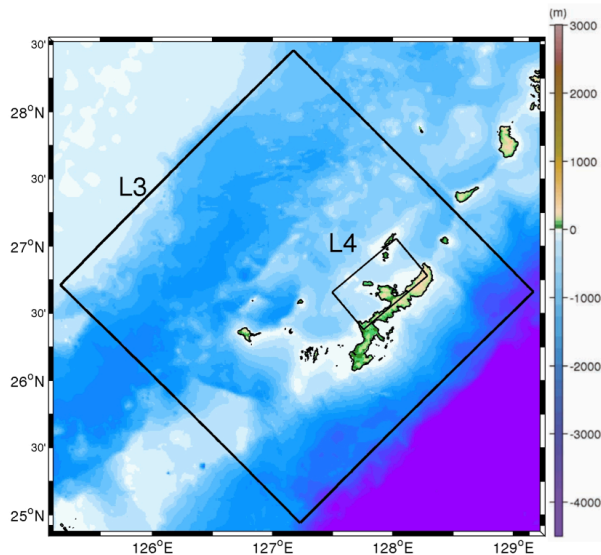


図-1 JCOPE2-ROMS ダウンスケーリングシステムによる4段ネスト流動モデル領域. 沖縄本島周辺海域の拡大図を示している. 外側の黒枠は ROMS-L3 (水平解像度 250 m), 内側は ROMS-L4 (同 50 m) のモデル領域を表している. 背景カラーは水深(m)である.

分散解析⁷⁾を行う. 本稿では特に, 沿岸海洋流動に及ぼす波浪の影響を明らかにし, それに伴うLagrange粒子分散への影響評価を主たる目的とする. 波浪作用下における数値Lagrange粒子追跡の適切な解析方法に関する理論的考察を行うとともに, 3次元流動計算に基づくLagrange粒子追跡比較実験を通じて波浪効果の導入方法を検証・検討した結果を報告し, Lagrange分散解析に対する波浪効果の導入方法のあるべき方向性を示す.

2. 研究方法

(1) 4段ネスト領域海洋モデル

海洋における物質輸送解析を正確に行うためには, 当然ながら全ての時空間スケールで流動場を考慮しなければならない. 特に問題になるのは, 概ね地衡流平衡が成立している低周波・低波数の現象 (海流・吹送流など) と, より高周波・高波数の現象 (波浪など) を同時に考慮する必要がある場合である. 典型例は砕波帯の内外で物質交換がある場合であり, 砕波帯内では海浜流の影響を強く受け, 外では海流の影響下に入る. 両者の時空間スケールはかけ離れているため, 特に長期的な物質輸送を評価する場合は, 実用上は波浪は位相平均して低周波・低波数の運動方程式系を用いて解析することになる. 現在, 3次元の位相平均流体運動方程式は定式化や座標系の定義の相違によって幾つか提案されているが, 本研究ではEuler座標系で定義されたvortex force型のプリミティブ方程式を用いた3次元数値解析の枠組みである

表-1 ROMS-L4 モデル計算条件

| | |
|-----------|----------------------|
| 計算期間 | 2013年4月20日~7月20日 |
| 格子数 | 1376×800 |
| 水平解像度 | 50m |
| 鉛直解像度 | 32層 |
| 時間ステップ | 1.5 s |
| 風応力 | 気象庁 GPV-MSM(1時間平均値) |
| 海面フラックス | COADS(月平均気候値) |
| 海表面水温, 塩分 | JCOPE2(20日平均値) |
| 地形 | SRTM30 PLUS+J-EGG500 |
| 境界条件 | ROMS-L3(2時間平均値) |
| スペクトル波浪場 | CWM-SWAN(3時間値) |

ROMS-WECモデル⁴⁾を用いる.

沖縄北西海岸を対象海域とした4段ネスト仕様の超高分解像度JCOPE2-ROMS海洋モデル(竹安ら⁸⁾)をベースに, 波浪を考慮しないケースと, 気象庁GPV-CWM波浪解析値(水平解像度約5km, 3時間毎)にSWANをネスティング(同800m)した波浪場を用いたvortex force型の波-流れカップリング計算を行うケースの2通りの3次元Euler流速を用意した(計算領域は図-1, 計算条件は表-1を参照). L4モデルの初期条件および側方境界条件はL3モデル⁹⁾の2時間平均値出力を時空間的に線形内挿して与えており, その他の計算条件はL3モデルを踏襲している. ROMS-L4およびSWANに与えた海上風データはいずれも気象庁GPV-MSMである. ROMS-WECの計算条件(境界条件や各種モデルパラメータの設定など)は甲斐田・内山¹⁰⁾と同様である.

(2) ラグランジュ粒子追跡モデル

予め計算されたROMS-L4モデルの3次元流速の2時間平均出力値を用いて, ラグランジュ中立粒子追跡計算をオフラインで行なう. 任意のLagrange粒子の位置変化は, 初期位置 \mathbf{a} および移流時間(経過時間) τ の関数として次式で表現される.

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a}) = \mathbf{U}_n(\tau, \mathbf{a}) \quad (1)$$

ここに, $\mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a})$, $\mathbf{U}_n(\tau, \mathbf{a})$ は n 番目の粒子の位置ベクトルとLagrange流速であり, 後者は次式で表される.

$$\mathbf{U}_n(\tau, \mathbf{a}) = \mathbf{u}[\mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a}), t_n + \tau] \quad (2)$$

ただし, $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ は海洋モデルから得られる3次元Euler流速を任意の空間位置 \mathbf{x} および時間 t に対して線形内挿した流速, t_n は n 番目のLagrange粒子の放出開始時間を表す.

(3) ラグランジュ粒子追跡モデルへの波浪効果の導入

著者らが知る限り, 海洋Lagrange分散解析では, 公開

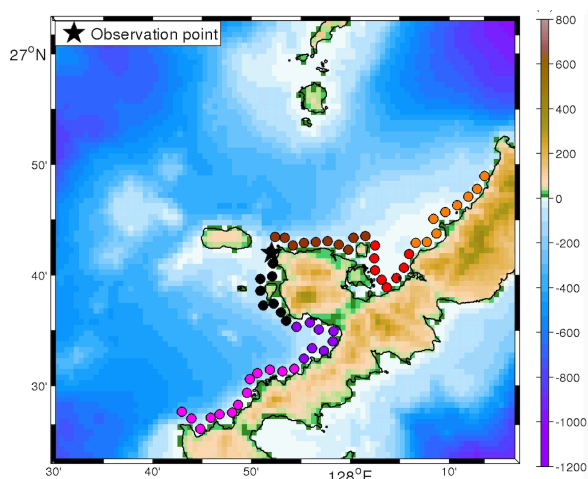


図-2 沖縄本島北西部海域 (L4 領域および周辺域を表示) におけるソースパッチ (Lagrange 粒子放流域) の位置. 黒星印はモデル検証 (竹安ら) に用いた国頭郡本部地先の水温・水位サンプリング地点 (北緯 26.7 度, 東経 127.867 度). 背景カラーは水深 (m).

されている (波浪を考慮しない) 再解析3次元Euler流速をLagrange流速に近似した上で, 位相平均された波浪の効果としてStokes drift速度 \mathbf{u}^{St} を線形的に加算して粒子のLagrange運動方程式を解く (例えば, Iwasakiら⁹⁾).

$$\mathbf{U}_n(\tau, \mathbf{a}) = \mathbf{u}[\mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a}), t_n + \tau] + \mathbf{u}^{St}[\mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a}), t_n + \tau] \quad (3)$$

ただし, 任意の水平位置 $\mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a})$, 鉛直位置 z , 時刻 $t_n + \tau$ における \mathbf{u}^{St} は,

$$\mathbf{u}^{St}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \omega k^2 \frac{\cos[2k(h+z)]}{2\sin^2 kh} F(k, \theta) dk d\theta \quad (4)$$

で表現される. ただし, h : 水深, k : (波浪の) 波数, ω : 角周波数, θ : 波向き, F : 方向スペクトルである. さらにランダムウォークによる疑似拡散を考慮したい場合は, 式 (3) に背景渦拡散係数で規格化された正規乱数を作用させれば良い.

(4) 波浪効果導入方法に関する理論的考察

波浪作用下では波は外力として位相平均流を惹起するため, Euler流速 \mathbf{u} が影響を受ける. 海浜流や平均海面変化などを生じさせる砕波や, Ekman境界層の鉛直構造を変化させるStokes-Coriolis相関 (いわゆるStokes-Ekman境界層理論) などに伴う重要な位相平均流を表現するためには, 式 (3) の \mathbf{u} にはROMS -WECモデル, つまり波平均プリミティブ方程式による3次元Euler流速を用いるのが理論的には明らかに正しい方法である.

本研究では, 波浪の導入効果を比較検討するために, 以下の3通りのLagrange粒子分散計算を行う. すなわち, 流動計算と粒子追跡計算の両方とも波浪の効果を省略す

るケース (no wave: 以下, NWと呼称する), とともに波浪を考慮するケース (with wave: WW), 一般的な粒子分散モデリング⁹⁾を模して, 流動計算では波浪を無視し, 粒子追跡計算ではStokes driftを付加する (*ad hoc* Stokes: AS) という3通りの分散実験を行う.

さらに, 分散計算における波浪の効果を定量化することを目的とするため, サンゴ浮遊幼生を模したLagrange粒子追跡モデルは極力簡素化することとする. つまり, 挙動モデルの導入による不確実性を極力排除するために, 粒子の自発的・能動的な運動やランダムウォークなどは考慮しない. また, 粒子の放流は浅海域のサンゴの産卵を想定して水深2mから行なう. 粒子の放出源 (ソースパッチ) は半径500mの円とし, 57個のパッチを等深線周辺に配置した (図-2). 各パッチ内には約500個の粒子を等間隔で配置し, サンゴの産卵期間に概ね対応させて, 2013年の5月20日から1ヶ月間にわたって1日1回放流し続けた. 粒子の追跡は, 移流時間が最大31日となるか, または粒子が計算領域外に出るか, 陸地に漂着するまで行った.

(5) 二粒子分散解析

波浪の導入方法の差異によるLagrange粒子分散過程への影響を定量的に評価するため, 二粒子分散解析を行う. 初期変位が \mathbf{R}_0 である全ての粒子ペアの相対分散 R^2 は,

$$R^2(\tau, \mathbf{R}_0) = \langle \mathbf{R}(\tau, \mathbf{R}_0) \cdot \mathbf{R}(\tau, \mathbf{R}_0) \rangle \quad (5)$$

ここで, \mathbf{R} は時刻 τ における二粒子の間隔, $\langle \cdot \rangle$ は時刻 τ における初期間隔が \mathbf{R}_0 である粒子ペア全てに対するアンサンブル平均操作を表す. したがって, Lagrange相対分散係数 κ は R^2 を用いて次式により評価される.

$$\kappa = \frac{1}{2} \frac{dR^2(\tau, \mathbf{R}_0)}{dt} \quad (6)$$

3. 計算結果と考察

(1) モデルの再現精度

親領域モデルのROMS-L2, L3モデルについては, 人工衛星による海面高度データ・表層地衡流速, 気象庁PNライン密度データ, 潮位計データによる水位変動, 水温, 漂流ブイデータ⁷⁾, ROMS-L4モデルについては国頭郡本部地先 (図-2) における水温と潮位の実測値等と比較し⁸⁾, 十分な再現精度があることを確認している.

(2) 解析期間の気象・海象

本研究では, 2013年4月20日~7月20日の計算期間のうち, 計算開始から1ヶ月間は助走計算期間として除

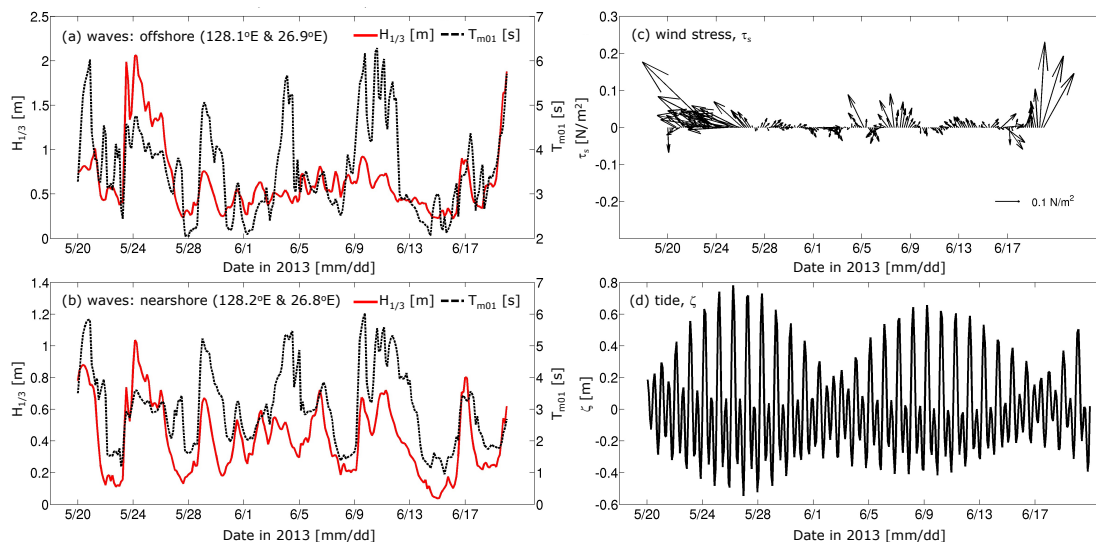


図-3 解析期間の主要な外力の時系列. CWM-SWANモデルによる (a) 沖合域・(b) 沿岸域における有義波高 $H_{1/3}$ (m) と平均周期 T_{m01} (s), (c) 沖合地点における GPV-MSM による風応力ベクトル τ_s (Pa) および (d) ROMS-L4 モデルによる水位偏差 ζ (m)

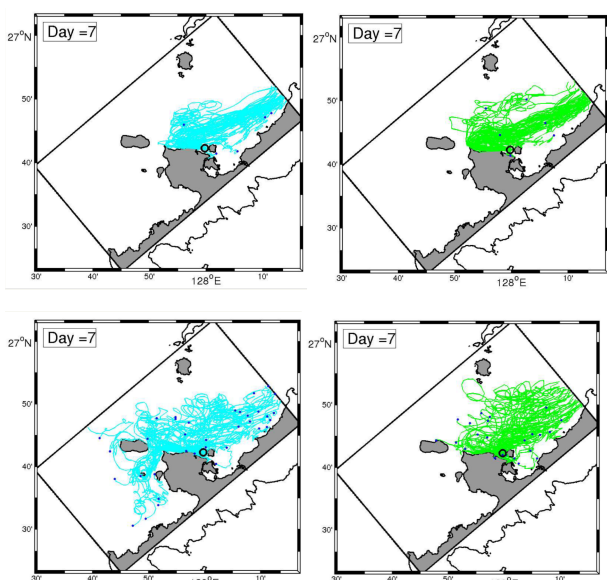


図-4 移流時間 7 日間における粒子の軌跡の一例. 上段: 高波浪期 (5/25 放流開始), 下段: 低波浪期 (6/10 放流開始), 左列: no wave, NW, 右列: with wave, WW. 淡色系の線は粒子の軌跡, ○は粒子を放流した円形パッチの位置 (古宇利島西), 青点は 7 日後の粒子位置.

外し, 5月20日から6月20日までの約1ヶ月間に対して解析を行った. なお, この解析期間は本海域におけるミドリイシサンゴの一斉産卵期間に対応している.

解析期間における気象・海象状況を簡単に確認するために, L4領域内の2地点(沖合と沿岸)におけるCWM-SWAN波浪モデルによる有義波高 $H_{1/3}$ (m) と平均周期 T_{m01} (s), 沖合地点における風応力ベクトル τ_s (Pa) および水位偏差 ζ (m) の時間変化を示す(図-3). 沿岸域の波浪場は潮位変動(水深変化)や海上風の影響を受けて時間変動しているが, 期間全体を通じて風応力, 波高, 周期はともに小さく, 総じて静穏であったことが分かる.

解析期間序盤の5/23~5/27は, 中盤以降よりも振幅が若干大きく, 沖合域で0.8 m, 沿岸域で0.4 m程度である. 年平均値からみてもこの時期の波浪振幅は小さく, 計算期間内は比較的波エネルギーが小さかった時期であったといえる. 波の周期は概ね6秒以下となっており, うねりなどの遠隔長周期波の影響は小さく, 海上風によって発生する局所的な風波が多くを占めていたと解釈される. 以降では, 全体的に低波浪であった解析期間中でも比較的高波浪であった5/25を高波浪期の代表日, 6/10を低波浪期の代表日として以下の解析を行う.

(3) Lagrange 粒子の軌跡

粒子追跡の結果の一例として, 代表的なパッチにおける移流時間7日後までの無作為抽出した約100個の粒子の軌跡を示す(図-4). 波浪なし(NW)と考慮したケース(WW)に対する結果であり, 上段は高波浪期を想定して5/25に放流開始日, 下段は低波浪期の6/10を放流開始日とした結果である. 波浪の有無を比較する際の粒子の初期位置はいずれも領域中央に位置する本部半島の北側海域(古宇利島の西側海域)である. 一見して, 波浪の有無で粒子の軌跡に明確な差が出ることが視認できる. 特に低波浪期である6/10に放流された場合は波浪の影響により, 本部半島と伊江島の間を通過して西側へ輸送される粒子が見られなくなるなど, 粒子軌跡が大きく変化している. 一方, 5/25に放流した場合は6/10ほどの大きな差は見られない. 粒子分散への波浪の影響は高波浪時ほど大きいことが予想されたが, 放流パッチを変更したり, 放流日を変えて解析した結果からも, 傾向としては低波浪期の方がNWとWWでの粒子軌跡の差が大きくなったことが確認された. これはおそらく解析期間

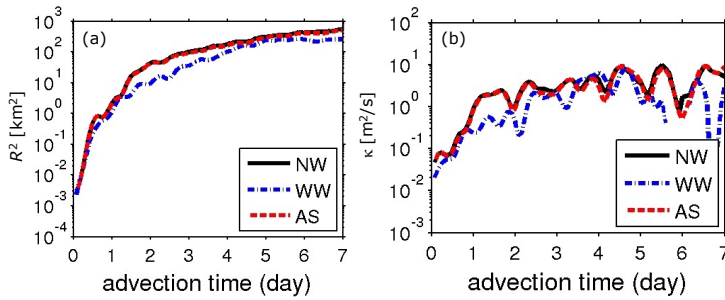


図-5 二粒子分散解析の結果。(a) 相対分散 R^2 ，(b) 相対分散係数 κ 。放流パッチの位置は図-4と同じ。NW: no wave (黒実線)，WW: with wave (青破線)，AS: *ad hoc* Stokes (赤破線) の各計算ケースに対する結果，横軸は移流時間 (日)。

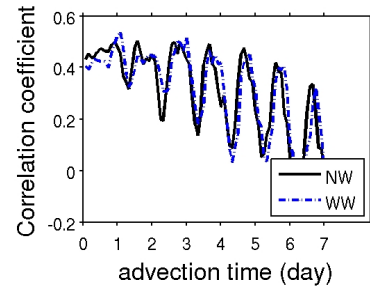


図-6 移流時間7日目の相対分散 (終端分散 $R^2_{t=7\text{days}}$) と各移流時間での分散係数 κ の相関係数。NW および WW ケース，横軸は移流時間 (日)。

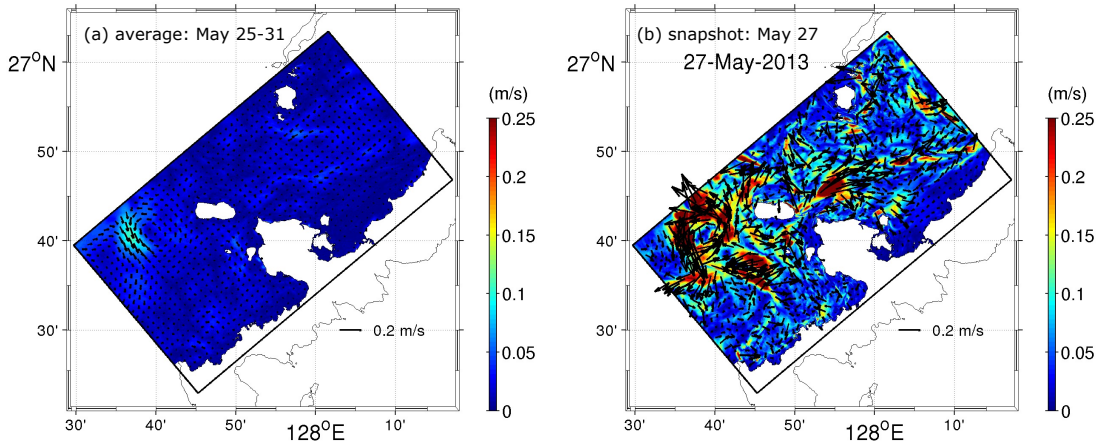


図-7 NW ケースと WW ケースの表層流速の差分の空間分布。ベクトルは流速ベクトルの差分，カラーは差分流速の絶対値である。(a) 高波浪期 (5/25~31) の時間平均値の差分，(b) 5/27 00:00 UTC の瞬間値 (2時間平均値) に対する差分結果。

を通じて平均的に低波浪であったことから、高波浪期と低波浪期共に波に駆動される流れがそもそもあまり強くなかったこと、そのため高波浪期は波よりもむしろ同時に強化される風などの他の外力の影響が強くなって、波以外の要素による粒子輸送が卓越したものと推察された。なお、AS ケースは NW とほぼ同様の分散パターンを呈しており、WWとは大きく異なっていた。すなわち、波浪の影響は位相平均 Euler 流速により強く現れ、Stokes drift の効果は2次的であることが分かった。

(4) 二粒子分散解析

波浪による粒子分散への影響を定量的に評価するため、二粒子分散解析を行い、水平相対分散 R^2 およびLagrange相対分散係数 κ を求めた(図-5)。解析対象としたLagrange粒子群は図-4と同じ放流パッチから6/10に放流したものをを用いた。図-5には比較のためASケースの結果も掲載している。ASの結果はNWと酷似した結果を示すもののWWとは大きく異なっている。この傾向はどのパッチからの放流においても同様であったことを確認している。図-5から、放流開始から7日後の相対分散 R^2 は、NWで $5.47 \times 10^2 \text{ km}^2$ 、WWで $2.58 \times 10^2 \text{ km}^2$ となり、

波浪を考慮することにより R^2 が半分程度になって分散が大幅に弱化的ことが確認できる。相対分散係数 κ にも同様の傾向が見られ、WWの方が常に低い値を取り、特に放流開始後1日から2日の間で波浪の有無での差が大きくなっていると共に、最大で1桁程度異なる。

次に、各移流時間での分散の状態と、放流7日後の拡散状態との関係をさらに詳細に調べるために、移流時間7日後の相対分散(終端分散 $R^2_{t=7\text{days}}$)と各移流時間における分散係数 κ との相関関係を全てのパッチに対して求めて平均し、移流時間毎にプロットした(図-6)。これを見ると、放流直後に最も相関が高く、移流時間の経過とともに振動(24時間程度の周期性を持つため慣性振動の影響であると考えられる)を伴いながら徐々に低下している。特に移流時間1日目は相関が高めで安定しており、NWの方がWWよりも相関が少し高い。このことは、放流後24時間以内での初期の分散状態が後の分散に大きな影響を与えること、しかもその傾向はWWケースではNWよりも抑制されることを示している。

(5) 平面流動場との関係

最後に、分散解析の結果と流れ場の関連性を検討する。

波高の高い期間 (5/25~31) の時間平均表層流速ベクトル (左) と, 5/27 の瞬間表層流速ベクトル (右) について, NWとWWケースの差分流速分布を示す (図-7) . 平均流速には沖合部で多少差が見られるものの, 沿岸部での差はほとんど見られず, 分散との関連性は明白には見られない. 一方で, 5/27 の瞬間流速は全体的に差が大きく, 沖合部はもちろん, 沿岸部でも大きな差が確認される. この瞬間差分流速は Stokes drift 速度 ($|\mathbf{u}^d| < \sim 0.1 \text{ m/s}$) よりも大きく, 海浜流など波に駆動される Euler 流速変動は比較的短い周期でNWとの差を生じていることを示している. つまり, NWとWWで平均流に大きな流速差がなかったとしても, 粒子放流直後 24 時間以内くらいに粒子が経験する波駆動の海浜流等の影響により, その後の分散に大きな影響が生じることが分かった.

4. おわりに

本研究では, 沖縄北西部海域を対象として, 4 段ネスト構成の高解像度領域海洋循環モデル ROMS-WEC⁴⁾ と Lagrange 粒子追跡モデルを用い, 波浪の有無の組み合わせを変えた 3 通りの数値実験を行い, 波浪が沿岸域の Lagrange 分散に与える影響を定量的に評価した.

海浜流に代表される波に駆動される流れは粒子の初期分散過程に強く関与し, その後の長期的な分散過程に対しても影響が継続的に波及することを明らかにした. また, 波浪を考慮しない流動計算結果に Stokes drift を加算するという一般的に使われる従来の方法では, Lagrange 分散への波浪の影響を正しく考慮できずに相対分散や分散係数で倍半分程度の誤差を生じるケースもあることを実例とともに示した. 本研究により, 波浪が重要となる沿岸域における数値モデルによる海洋物質分散解析の適切な解析方法が具体的に示された.

謝辞: 本研究は科学研究費 (18H03798) の援助を受けた.

参考文献

- 1) Uchiyama, Y., Tokunaga, N., Aduma, K., Kamidaira, Y., Tsumune, D., Iwasaki, T., Yamada, M., Tateda, Y., Ishimaru, T., Ito, Y., Watanabe, Y.W., Ikehara, K., Fukuda, M. and Onda, Y.: A storm-induced flood and associated nearshore dispersal of the river-derived suspended ¹³⁷Cs, *Sci. Total Environ.*, Vol. 816, 151573, 2022.
- 2) Matsushita, K., Uchiyama, Y., Takaura, N. and Kosako, T.: Fate of river-derived microplastics from the South China Sea: Sources to surrounding seas, shores, and abysses, *Environ. Pollut.*, 2022. (in revision)
- 3) Takeda, N., Kashima, M., Odani, S., Uchiyama, Y., Kamidaira, Y. and Mitarai, S.: Identification of coral spawn source areas around Sekisei Lagoon for recovery and poleward habitat migration by using a particle-tracking model, *Sci. Rep.*, Vol. 11, 6963, 2021.
- 4) Uchiyama, Y., McWilliams, J.C. and Shchepetkin, A.F.: Wave-current interaction in an oceanic circulation model with a vortex force formalism: Application to the surf zone, *Ocean Modell.*, Vol. 34:1-2, pp.16-35, 2010.
- 5) Iwasaki, S., Isobe, A., Kako, S., Uchida, K., Tokai, T.: Fate of microplastics and mesoplastics carried by surface currents and wind waves: a numerical model approach in the sea of Japan. *Mar. Pollut. Bull.*, Vol. 121, pp. 85–96, 2017.
- 6) Sinniger, F., Prasetia, R., Yorifuji, M., Bongaerts, P. & Harii, S.: Seriatopora diversity preserved in upper mesophotic coral ecosystems in Southern Japan. *Frontiers in Marine Science*, Vol. 4, 155, 2017.
- 7) Uchiyama, Y., Odani, S., Kashima, M., Kamidaira, Y. and Mitarai, S.: Influences of the Kuroshio on interisland remote connectivity of corals across the Nansei Archipelago in the East China Sea, *J. Geophys. Res. Oceans*, Vol. 123, Issue 12, pp. 9245-9265, 2018.
- 8) 竹安 希実香, 内山雄介, 張 旭, 松下晃生, 御手洗哲司: 沖縄県北西部リーフ海域におけるサンゴ浮遊幼生の三次元コネクティビティについて, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 77, No. 2, pp. I_883-I_888, 2021.
- 9) 内山雄介, 宮川翼, 小谷瑛千花, 上平雄基: ラグランジュ粒子追跡による沖縄本島周辺海域における海洋生態系ネットワーク構造の高解像度数値解析. 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 74, No. 2, pp. I_1291-I_1296, 2018.
- 10) 甲斐田秀樹, 内山雄介: サブメソスケール渦・非定常海浜流オーバーラップ領域における波-流れ相互作用の効果について, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 70, No. 2, pp. I_71-I_75, 2014.

(Received March 17, 2022)

(Accepted July 21, 2022)

WAVE EFFECTS ON LAGRANGIAN TRANSPORT AND DISPERSAL OF REEF CORAL LARVAE IN A NEARSHORE AREA

Koki KATAOKA, Kimika TAKEYASU, Yusuke UCHIYAMA and Satoshi MITARAI

In numerical Lagrange particle tracking modeling widely used for marine environmental problems, wave effects have been implemented crudely, i.e., simply as a linear sum of Stokes drift and background Eulerian velocity. In this study, the Lagrange equation of motion is theoretically revisited to show how it should be under wave action, and a wave-averaged 3D Eulerian circulation model with a vortex force formalism known as ROMS-WEC is exploited to examine wave effects on the dispersion of reef coral larvae. We found that wave-driven currents strongly influence the initial dispersion and subsequent processes. The conventional *ad hoc* addition of Stokes drift to the Eulerian currents without waves is likely to greatly underestimate the wave effects. This work suggests the proper direction in which the model-based oceanic material dispersion analysis should be taken under wave effects with a state-of-the-art modeling technique.