

Large Eddy Simulationを用いた層積雲の崩壊過程についての 数値的研究

三浦知博*・石川裕彦

* 京都大学大学院理学研究科

要 旨

層積雲の崩壊過程についてLarge Eddy Simulation (LES) を用いたいくつかの数値実験を行った。層積雲を含む境界層大気が赤道方向へ移流される状況を仮定した実験設定であり、層積雲の崩壊、積雲の卓越までの遷移過程を扱う。まず、先行研究と同様の2次元LESと3次元LESとの結果を比較した。定性的な結果は同じであったが、2次元の結果は地表面付近の風速、海面からのフラックスが小さいことが分かった。次に層積雲の崩壊過程に大規模沈降流の弱まりが与える影響を調べた。大規模沈降流の弱まりの程度で分けた3ケースの実験を行った。結果として大規模沈降流が弱まることは層積雲の崩壊過程を促進することが分かった。パッシブスカラーを用いて境界層内の詳細な輸送構造を調べたところ、沈降流の弱まりの程度が大きいほど境界層上端でエントレインメントにより取り込まれた空気塊は境界層下層まで到達しにくいことが明らかになった。

キーワード: 層積雲, Large Eddy Simulation, 海洋境界層

1. はじめに

カリフォルニア沖の北太平洋、ペルー沖の南太平洋、ナミビア沖の大西洋など大きな海洋の東部では層積雲が準定常的に存在し、地球の気候に少なからぬ影響を与えていることが過去の研究から分かっている (Klein and Hartmann, 1993)。層積雲は雲頂高度が数100-2000mで、大気境界層内に形成される下層雲である。この層積雲は下層大気の流れに乗り赤道方向へ移流され、海面温度の上昇、大規模沈降流の弱まりといった環境場の変化を経験し、崩壊して積雲へと遷移していく。層積雲が崩壊すると雲量は大きく減少し地球の放射収支に影響を与える。どのような状況で層積雲が崩壊するのかは層積雲研究における主要なテーマの一つであり、それを知るためには基礎的な物理メカニズムを理解する必要がある。

層積雲が準定常的に存在する亜熱帯東部海洋上は非常に特徴的な環境場である。寒流帯に位置していることから海面温度は比較的低温、ハドレー循環の下降域にあたることから暖かく乾燥した空気の沈降流がある。大規模沈降流は境界層上端に強い安定層

を形成し、この安定層は蓋として働く。海面温度が低い領域で形成されるサーマルは境界層上端の強い安定層を突き抜けて、境界層上へ達することがほとんど出来ない。つまり境界層内から自由大気への水蒸気供給はあまり起こらない。この結果、境界層内部は湿度が高い状態になり境界層の上部で層積雲が形成される。

層積雲の維持・崩壊には雲頂の放射冷却、海面からの熱・水蒸気フラックス、大規模沈降流、境界層内部の乱れ (乱流) によって生じる境界層上端での暖かい空気の取り込み (エントレインメント) など複雑な物理過程、外的条件が関係する。過去の層積雲の研究では単純なモデルを用いた実験や理論的な研究が主であった。そのような過去の研究から層積雲の崩壊メカニズムとして提案されているものが2つある。

1つ目はRandall (1980) やDeardorff (1980) により提案されたCloud Top Entrainment Instability (CTEI) である。CTEIはある条件を満たした時に雲頂で生じるエントレインメントが正のフィードバック的に駆動され層積雲を崩壊に導くメカニズムである。しか

し、CTEIの条件を満たしていても層積雲が崩壊していないという結果が近年の観測的研究から得られている。数値的研究からも同様のことが議論されている。例えばYamaguchi and Randall (2008) はLESを用いて下端での潜熱フラックスの大きさや雲頂での放射冷却の有無など条件を変えた多くの数値実験を行った。その結果、雲水の蒸発冷却のみを考慮した理想的な実験ではCTEIが確認できたが、雲頂での放射冷却や地表からのフラックスを加えた現実的な条件ではCTEIは確認できなかったと報告している。

もう1つのメカニズムがNicholls (1984) により提案されたデカップリングであり、本研究の主題である。デカップリングとはそれまで乱流により混合されていた境界層内に弱い安定層が出来ることである。デカップリングすると海面から雲層への水蒸気の供給が断たれ、層積雲は次第に崩壊に至る。

観測的にデカップリングを示したものとしては、Klein et al. (1995) の研究がある。彼らはカリフォルニア沖海洋上において、層積雲が卓越する地点から少し離れた場所での20年間分の船舶観測データを解析した。その結果、その地点で最も出現頻度が高かったのは、境界層上端に層積雲が存在しその下に積雲状の雲がある状態であり、これを層積雲崩壊の初期過程と考えた。そして、ゾンデによる温度、水蒸気プロファイル観測から、この時の海洋境界層は混合層の様相を示しておらず、途中に弱い安定層が存在するデカップリングの様相を示していることを示した。さらに彼らは解析値も用いて雲量と海面温度(SST)・上層の気温との相関関係を調べた。そして、観測された雲量は同じ地点での局所的なSSTよりも、空気塊の流れを上流側に遡った地点のSST値との相関が高いことが示された。このことから層積雲から積雲への遷移過程研究にはラグランジュ的な観点が必要であることを示唆した。

同様にMauger and Norris (2010) は大西洋東部を研究領域とし衛星、解析値などの多点データを使用した相関解析を行った。その結果もやはりその地点での雲量は同じ地点よりもおよそ36時間分上流側のSSTやLTS(Lower Tropospheric Stability)との相関が高いというものであった。また大規模沈降流については、12時間前の大規模下降流との相関が最も強いことを示した。SSTと雲量は逆の相関関係があり、SSTが上がると雲量は減少する。SSTが上昇し海面から大気への水蒸気フラックスは増加するにも関わらず雲量が減少することを合理的に説明する必要がある。

海面温度が上昇する際の層積雲から積雲への遷移過程に関する数値的研究としてBretherton and Wyant (1997, BW97) が挙げられる。彼らは混合層モデルを使用した理想実験を行った。層積雲が卓越する地

点での観測データを参考にしたプロファイルを初期条件に用いて、時間と共に海面温度を上昇させることで層積雲から積雲への遷移過程を模した実験を行った。その結果、層積雲が崩壊する過程で境界層の構造がデカップリングしていることを示した。また、Wyant et al. (1997, W97) は2次元LESを用いて層積雲から積雲への遷移過程を調べた。その結果、海面温度の上昇に伴った潜熱フラックスの増加が境界層上端でのエントレンメントを強化することが層積雲崩壊の主因であると示唆した。

しかし、現在までに層積雲から積雲への遷移過程が完全な3次元モデルによって調べられた例はない。そもそも境界層内の乱流を扱う計算でW97のように2次元を仮定することが結果にどのような影響を及ぼすのかは分からない。そこで本研究の目的の1つ目はW97の実験設定で3次元LESを2次元LESとの結果を比較し、その差異について議論することである。これは3章で行う。

また、先に挙げた数値的な先行研究では海面温度の上昇のみで遷移過程を表していたが、現実的には大規模沈降流(平均下降流)は亜熱帯域から赤道方向へ向かって弱まることが気候値や観測値などから知られている(McNoldy et al., 2004)。しかしながら、大規模沈降流が弱くなることが層積雲の崩壊過程にどのような影響を与えているかについて詳細な議論は今まで為されていない。本研究の2つ目の目的は大規模沈降流が層積雲の崩壊過程にどのような役割を与えているかを調査することである。そのため海面温度の増加に加えて大規模沈降流の効果を表すパラメータを変化させる実験を行った。大規模沈降流が一定の計算と次第に弱まる計算を比較することでその役割と物理的意味について議論する。これは4章、5章のテーマである。

本論文は次のような章立てである。次の2章は本論文で用いたモデルについて説明する。3章ではW97と同様の設定で2次元モデルと3次元モデルを使用した実験を行い、その結果を比較する。4章で大規模沈降流の変化を考慮した実験を行い層積雲から積雲への遷移過程における大規模沈降流の役割について調べた。最後に5章では層積雲の初期の崩壊過程に対象を絞った実験を行い、大規模沈降流の変化がデカップリングにどのように関わってくるかをパッシブスカラーを用いた結果より議論する。

2. 使用モデル

本研究で用いた数値モデルはUCLA Large Eddy Simulation (LES) である。本研究でLESを用いた理由として大きく以下の2点が挙げられる。

1) 層積雲の維持には乱流輸送による水蒸気の供給が重要であり、詳細な議論をするためには乱流による効果を考える必要がある。

2) 層積雲の崩壊過程においては、乱流による境界層上端でのエントレインメント、さらにエントレインメントされた気塊の変質が効いてくる。そのため、LESを用いた計算により乱れそのものを解像することがポイントになる。

UCLA LESは非弾性方程式を基礎方程式とする非静力モデルで、予測変数は風速3成分、液水温位、全水混合比である。液水温位とは降水粒子を全て等圧的に蒸発させた潜熱を加えた温位のことである。乾燥湿潤断熱過程において保存量となる。本モデルでは水を水蒸気、雲水、雨水の3つに分類し全水混合比はこれら全ての混合比の和とする。雲微物理過程には2モーメントバルク法の暖かい雨スキーム、また放射計算にはDelta Four Stream法を用いている。乱流を表すSGSモデルは標準的なSmagorinsky-Lillyモデルを使用する。

2.1 準ラグランジュ的計算方法

層積雲から積雲への遷移過程は空間的におおよそ数千kmに渡る現象である。格子幅数10m程度のLESで遷移過程の範囲全体を覆うことは到底できない。そこで、W97と同様の準ラグランジュ的手法を採用する。まず設定した計算領域が境界層内の平均風によって流されていると仮定する。すなわち計算領域全体がLagrange的に移動する状況を想定する。この移動に対応して計算領域が経験する外的条件（海面温度、大規模沈降流の強さ）の時間的変化を境界条件に与えることでLagrange的な移動を境界条件の時間変化に置き換える。Fig. 1にその概念図を示した。シェードは海面温度の氣候値を示している。黒線で囲まれた計算領域が平均風によって南東へ流されている状況を想定する。計算領域の移動により、領域内の海面温度も上昇する。この場合、下端の境界条件である海面温度を時間変化させることで流れ場に従った環境場の変化を表現する。

2.2 大規模沈降流の与え方

層積雲が卓越する亜熱帯地域ではハドレー循環の下降域に当たり平均的に下降流が存在する。大規模沈降流の効果は層積雲が卓越する環境場では重要なファクターであり、数値モデルでもこの効果を考慮しなければいけない。今回用いたモデルでは水平に周期境界条件を使用するため、モデル各層で質量収支は閉じている。そのため大規模沈降流（平均的な下降流）の効果はスカラー量の予測方程式に追加している。方法としてはAckerman et al. (2009), Stevens

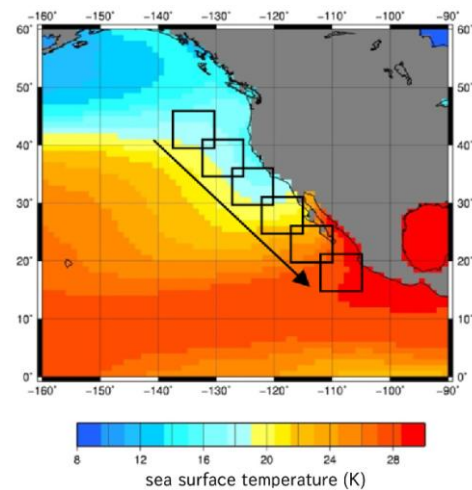


Fig. 1 A conceptual image of the Quasi-Lagrangian Method. Black boxes represent the image of moving domain according to arrow. Colors are sea surface temperature.

et al. (2005) と同様にスカラー量（液水温位、全水混合比）予測方程式の外力項に $+D_z (\partial \phi / \partial z)$ を付け加える。ここでDは地表面での発散値、 ϕ はスカラー量である。

2.3 上部境界の扱い

本研究で行なった全ての計算は境界層の高さを十分に覆った計算領域を使用している。本研究では境界層より上層の状態をシミュレーションを通して一定に保ち自由大気から受ける影響は常に変化しないように設定した。すなわち、各時間における境界層高さを求め、それより5格子上から初期のプロファイルに近づけるようなリラクゼーションの操作をW97と同様の方法で行なった。この操作を行うことで境界層より上のプロファイルを一定に保つことができる。また、重力波を除去するために風速3成分、スカラー量に対して計算領域の上端5層でダンピング操作を行なった。

3. コントロールラン

本章では、UCLA LESを用いて先行研究のW97と同様の実験を行った。先行研究で使用されていた2次元モデルと3次元LESの結果を比較するため3次元の通常計算に加えて2次元の計算も行なった。実験設定は全てW97にしたがっており、詳細については3.1節で述べる。3.2節で結果を示し、その後2次元の結果と3次元の結果の違いについて3.3節で議論する。

3.1 実験設定

3km×3km×3kmの領域を60×60×120に分割し、

この計算領域が雲域の移動と共に南下する状態を模擬する為に東西成分平均風速を5m/s, 南北成分平均風速を-5m/sとし海面温度を+1.5K/dayで増加させた。海面温度の初期値は285Kとし、10日間(864000s)の積分時間で15Kの増加となる。側面は周期境界条件を与え、大規模沈降流の効果は先述したようにスカラー量に補正項を加え表現した(地表面の発散値Dは 3.0×10^{-6} に固定)。これらの風速や海面温度などの値はカリフォルニア沖の気候値からおおよそ見積った値である。

比較対象とする2次元LES計算は、W97と同様に3次元LESモデルの一方向の一様性を仮定し、その軸の計算する格子点を1点にして計算を行う。UCLA LESでは周期境界条件を適用する領域が外側2点必要なためY方向の格子点を計5点取り、計算を行った。

3.2 結果

Fig. 2にCloud Fractionの時系列を表した。横軸が時間(s)で縦軸がCloud Fractionである。Cloud Fractionは計算領域内で液水が面的に存在する割合を示したもので雲量を100で除した値と同じである。2D、3D両ケースとも計算初期には値が1であるが海面温度が上昇するにつれて減少し計算後半では0.2程度になっている。初期には雲水が層状に占有しているのに対し、海面温度が上昇すると対流性のプルームが発生し、これが積雲となり縦に伸びた雲水量分布が支配的になりcloud fractionは減少する。雲水量の空間的分布の変化を見るため、3つの時刻における雲水量のスナップショット(3D計算)をFig. 3に示す。計算の初期では層状に雲水が占有しているが、後期は積雲状のプルームに伴った雲水の分布が見える。

次に境界層内部の温位構造の変化を見るため境界層の液水温位のプロファイルの時間変化をFig. 4に示した。縦軸が高度(m)で横軸が液水温位(K)である。時間と共に海面からの潜熱フラックスが増加するため、より雲水も増加しエントレインメントも強くなる。したがって、境界層高度(本論文では液

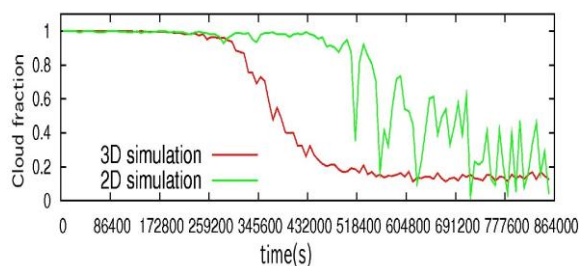


Fig.2 Time series of cloud fraction. Red is 3D simulation and green is 2D simulation.

水温位の鉛直勾配が一番大きい高度)は上昇し、境界層内の液水温位も上昇している。矢印で示した日(3D:2日目, 2D:5日目)までのプロファイルは境界層内で高度と共に一定であり、これは境界層内部に渡って混合層を形成していることを表す。しかし、矢印で示したプロファイルに注目すると境界層の上部でわずかに液水温位が高いことがわかる。

このような弱い安定層が境界層内部に形成されることにより下層から雲層への水蒸気の供給は弱まり層積雲の崩壊が始まる。液水温位は湿潤飽和過程において保存量である。よって境界層上部でのこの増加は境界層上の暖かく乾いた空気塊のエントレインメントによって引き起こされていることを示唆している。これがデカップリングである。

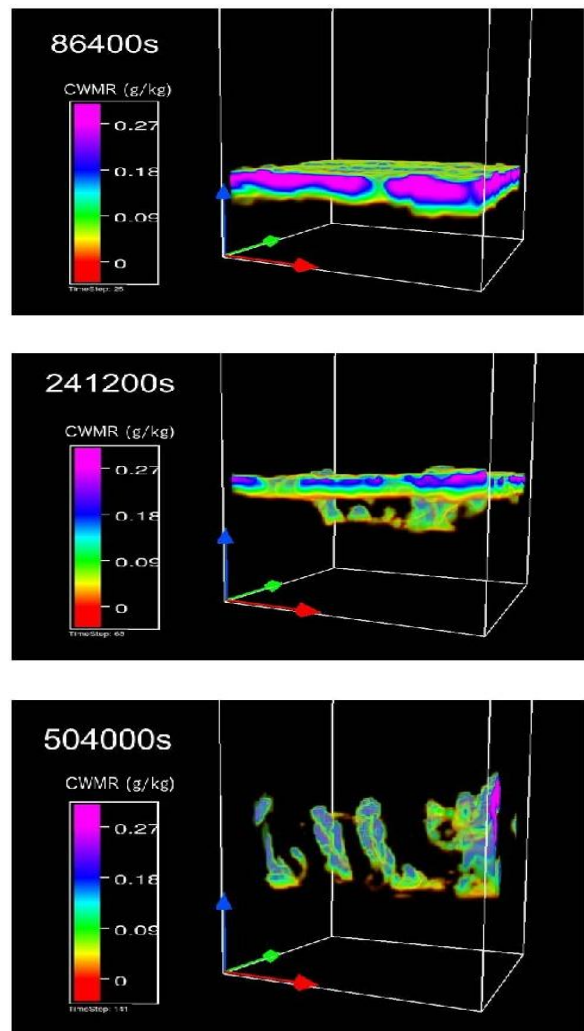


Fig.3 Spatial distributions of cloud water mixing ratio (g/kg) .

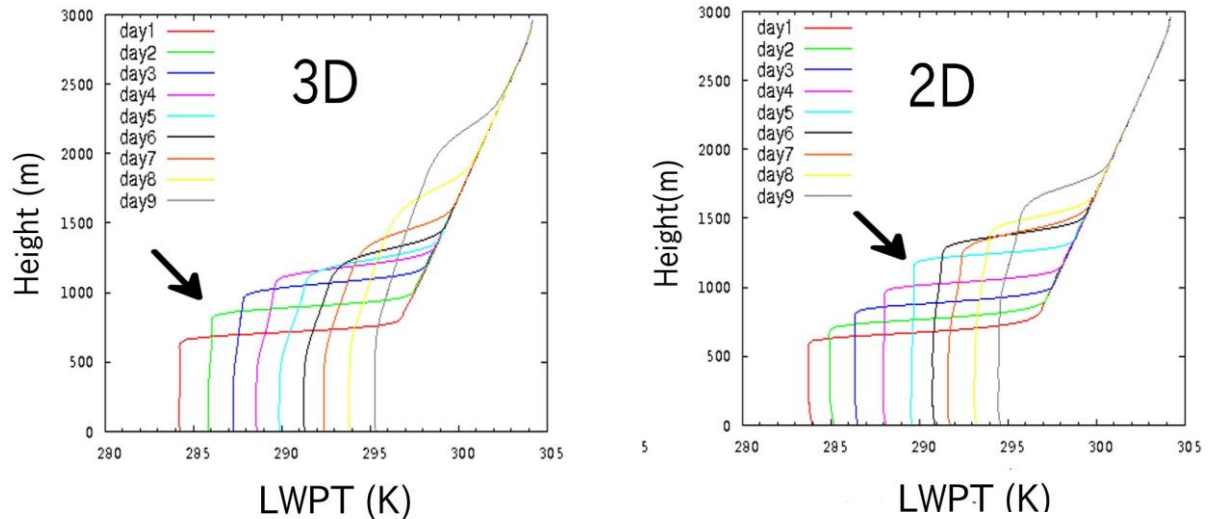


Fig.4 Liquid water potential temperature, LWPT (K) profile of both cases. Arrows indicate the day of decoupling.

3.3 考察

Cloud Fractionと液水温位のプロファイルを2次元と3次元とで比べると、海面温度の上昇率は同じであるにもかかわらず2次元の結果の方が境界層の成長、つまり層積雲から積雲への遷移が遅いことが分かる。この原因として（ここでは示さないが）2次元の結果では全期間を通して海面での潜熱フラックス（海から大気へのフラックス）が平均的に21.4W/m²低かったことが考えられる。層積雲の崩壊過程では顕熱フラックスが果たす寄与は小さく、代わりに潜熱フラックスの上昇が重要である（BW97）。

使用したモデル内では海面での潜熱フラックスはバルク法によって計算している。それは全水混合比の勾配に風速を乗じて求められる。全水混合比の差の時系列を両ケースについて比較したところ2次元の結果の方がわずかに大きいことが分かった。これは海面からの潜熱フラックスをより増加させる方向に働く。一方、風速プロファイルの時間変化を2, 3次元モデルで比較したのがFig.5である。縦軸が高度（m）、横軸が風速（m/s）である。3次元モデルでは境界層内で高度によらずほぼ一定である。2次元モデルでは海面付近での風速が大幅に小さく、境界層上部で大きい。このため、2次元モデルの潜熱フラックスが小さくなったと考えられる。

2次元と3次元の大きな差異は乱れの等方性にも見られた。Fig.6は乱れの強さを表す風速分散を境界層内で積分した値の時系列を表したものである。縦軸が境界層内で積分した風速分散（m³/s²）、横軸が時間（s）である。それぞれの風速3成分を色で分けて描いている。3次元の結果ではシミュレーションを通して3成分ともほぼ同じ値である（鉛直風速分散が

少し小さいのは逆転層付近で鉛直方向の乱れが制限されていることが原因であると考えられる）。これ

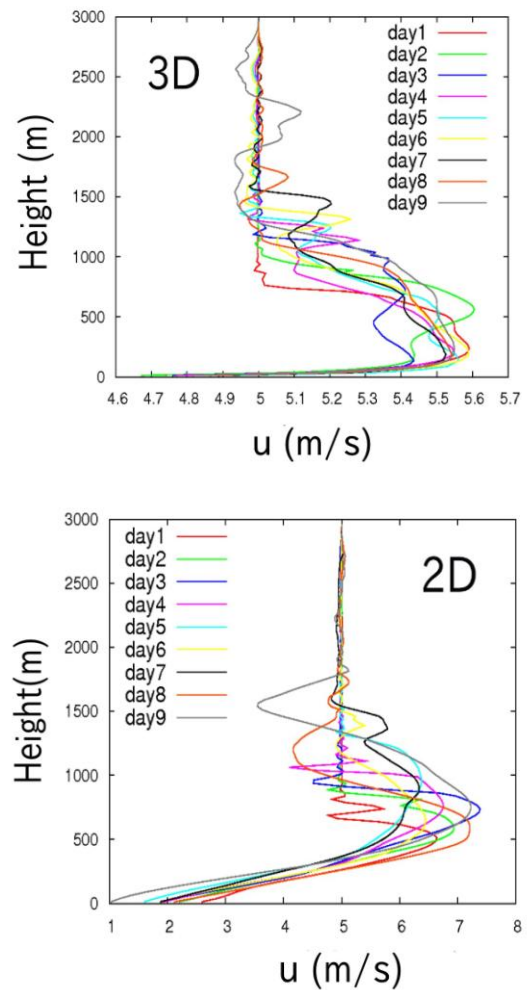


Fig.5 Wind velocity (m/s) profile of both cases.

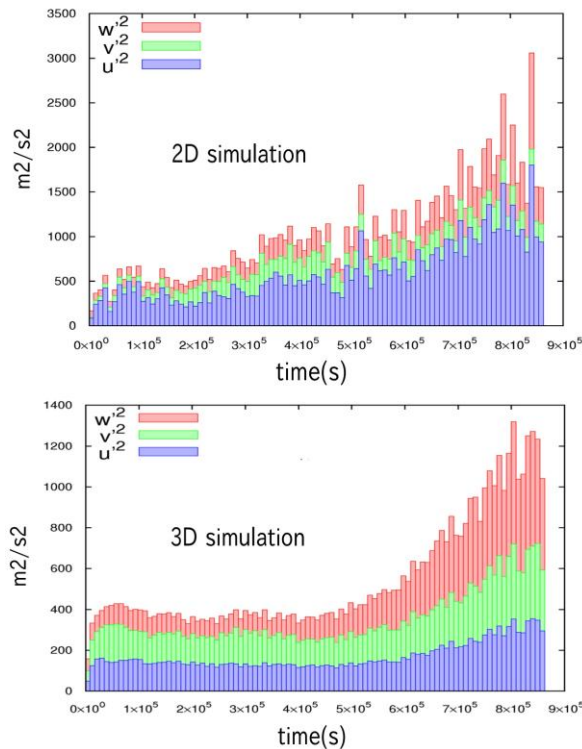


Fig.6 Wind velocity variance (m^2/s^2) integrated through boundary layer of both cases.

は乱れの水平2成分が等方的である事を示す結果である。一方、2次元の結果を見ると水平2成分の乱れの強さが等しくない。この結果は2次元のLESモデルが乱れの水平成分が正しく計算されていないことを示している。

3.4 まとめ

本章では層積雲から積雲への遷移過程を2次元モデル、3次元モデルを用いて実験し、その差異について調べた。2次元、3次元の結果とも定性的にはW97と同様の結果を示していた。つまり、潜熱フラックスの増加によってエントレインメントが強くなり、境界層の上部で液水温位が高くなった（デカップリングする）。そして、このデカップリングにより海面からの水蒸気は安定層に阻まれ層状の雲が維持できなくなり崩壊し、その後積雲が卓越する。

2次元、3次元モデル間の結果を比較したところ2つの結果には遷移過程の時間変化に差異が見られた。原因は海面付近の風速にあることが分かった。このような差異が生じた原因は3次元等方的な乱れを2次元で表すモデルの本質的な問題であることが予想される。本論文で以後の実験には3次元LESを使用することとする。

4. 大規模沈降流の変化が層積雲から積雲への遷移過程に与える影響

次に大規模沈降流の変化が遷移過程に与える影響を調べる。海面温度と大規模沈降流の強さ、それぞれが遷移過程に与える効果を考えるために3ケースの計算を行った。実験設定は海面温度と大規模沈降流に關係する部分以外は3章と同じである。

4.1 実験設定

3章の実験設定から変更を加えた部分について説明する。Fig.7はカリフォルニア沖の海面付近での発散の分布を示したものである（コンターは解析値を、カラーは衛星を用いた観測値を表している）。カリフォルニア沿岸付近では発散の値は非常に高いことが分かる。大規模沈降流は亜熱帯域を離れるにしたがって次第に弱くなる。層積雲の卓越する沿岸付近の 5.0×10^{-6} から沖へ離れるにつれ減少している。カラーで描かれた結果はより解像度が高い観測値で海面付近での発散の値は必ずしも単純な分布ではないことが分かる。しかし、本実験では単純で理想的な大規模沈降流の弱まりの効果を考えるため発散の値を線形減少させる実験設定とした。

海面温度と大規模沈降流の強さが層積雲から積雲への遷移過程にどのような役割を果たしているかを調べるために以下の3つの計算を行った。

1. 海面温度は固定、発散の値の減少（DIV ONLY）
2. 海面温度の増加、発散の値は固定（SST ONLY）
3. 海面温度の増加と発散の値の減少（DIV SST）

海面温度の初期値は285K、上昇率は+1.5K/dayである。

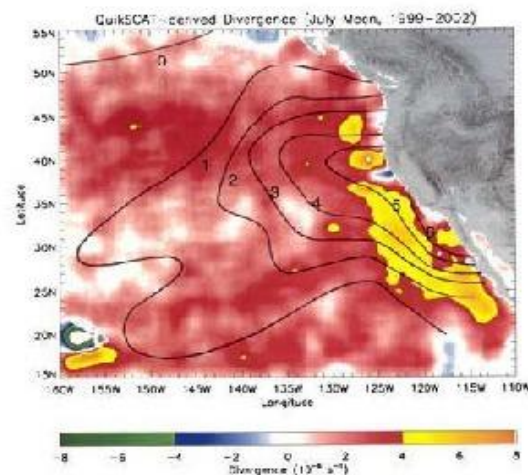


Fig.7 Sea surface divergence ($\times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$) distribution off California coast.

発散の値の初期値は 5.0×10^{-6} ，減少率は $-0.5 \times 10^{-6}/\text{day}$ とした。3次元計算では遷移の進行が早いので積分時間を8日で打ち切った。その他の設定は3章と同じである。

4.2 結果

海面での潜熱フラックスの時系列をFig. 8に示した。縦軸は潜熱フラックス (W/m^2)，横軸は時間 (s) である。DIV ONLYの潜熱フラックスは増加せずに僅かに減少している。これは海面温度が上昇せず，全水混合比の勾配が弱いためであると考えられる。一方でSST ONLYとDIV SSTはほぼ同様の变化傾向であることから潜熱フラックスの上昇率は海面温度の上昇率で決まっていることが分かる。

Fig. 9は各ケースのCloud Fractionの時系列を表している。DIV ONLYでは全時間を通してCloud Fractionが1である。つまり，全時間に渡って層状に雲水が存在していたことになる。SST ONLYとDIV SSTは同じように時間と共に1から減少し0.2程度になり違いは見られない。次の図を使って詳しく雲水量の分布について示す。

Fig. 10に雲水量の時間高度断面図を示す。この図は縦軸に高度 (m)，横軸に時間 (s) をとったものでカラーが雲水混合比 (g/kg) を表している。時間平均 (30分) と水平面平均をしており，カラーが濃い部分は雲水混合比が高く層状の雲を，薄い部分は積雲を表している。DIV ONLYはこの図でも雲層の崩壊に至っていないことが明らかである。つまり，

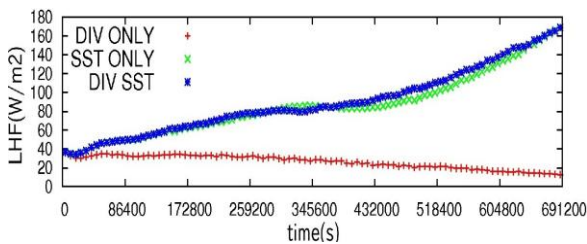


Fig.8 Time series of latent heat flux (W/m^2). Red line represents DIV ONLY, green is SST ONLY, blue is DIV SST.

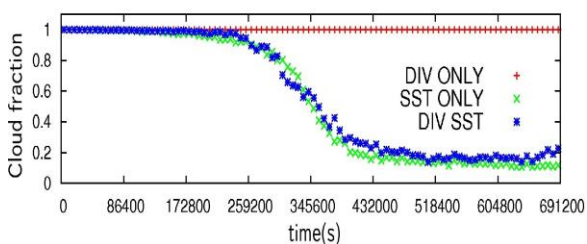


Fig.9 Time series of cloud fraction.

規模沈降流が弱まるだけでは雲層は崩壊には至らないことが示唆された。SST ONLYとDIV SSTは計算後期の境界層高度に非常に大きな違いが見られる。DIV SSTは境界層高度がモデルの最上層に到達間近であり，3章で見たような層積雲の下に積雲が存在するようなレジームが見られる。雲水についてはそれぞれ特徴的な結果が得られたが液水温位のプロファイルについても同様のことが言える。

Fig. 11は各ケースの液水温位プロファイルの時間変化であるが，3章と同じように境界層高度と境界層内の液水温位が共に増加傾向を示した結果はDIV SSTのみである。例えばSST ONLYは大規模沈降流が強いままなので，海面温度が上昇しても境界層内の液水温は高くなるが境界層高度はなかなか高くない。DIV ONLYは海面温度の上昇がないため，境界層内の液水温位はほとんど変わらず境界層高度は高くなる。

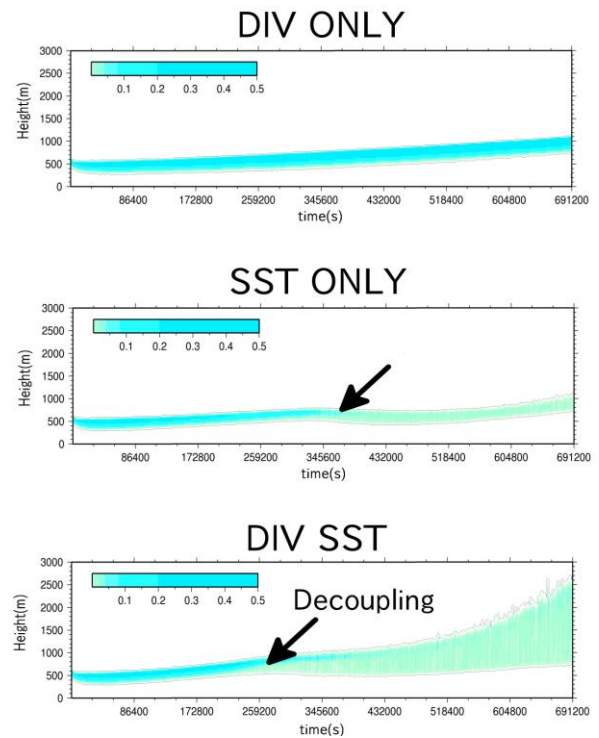


Fig.10 Time-Height cross section of cloud water (g/kg). Arrows represents the timing of decoupling.

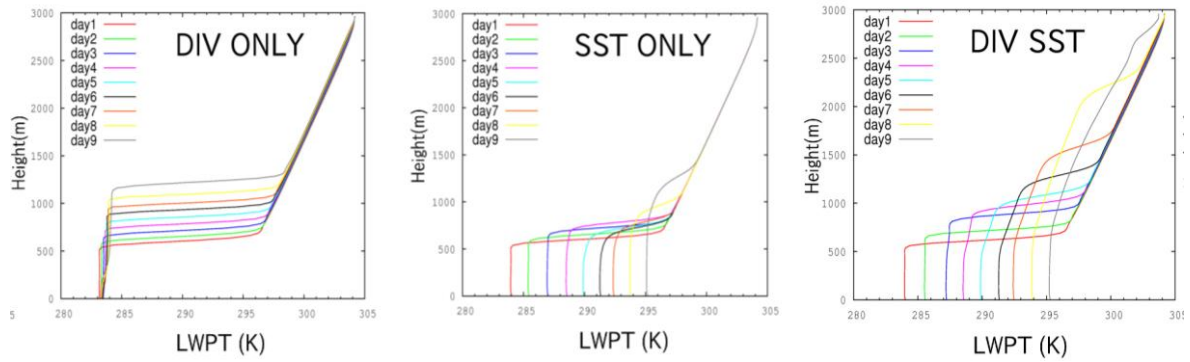


Fig.11 Liquid water potential temperature (K) .

4.3 考察

DIV ONLYでは雲層が崩壊に至らなかったことが他のケースとの大きな違いである。この結果は層積雲から積雲への遷移過程において海面温度の上昇が主要な原因であるという先行研究BW97の結果を支持している。Fig. 12に示したのはLWP (Liquid Water Path, 鉛直積算雲水量) の時系列図である。縦軸はLWP (g/m^2)、横軸は時間 (s) である。DIV ONLYのケースはLWPが時間とともに増加している。原因としては平均下降流が弱まることで境界層上層から境界層内部への暖かく乾燥した空気塊の流入量が少なくなったことが考えられる。

さて、Cloud FractionのFig.9でSST ONLYとDIV SSTを見比べると殆ど変わらないように見える。しかし、LWP (Fig.12) で見ると2つのケースには異なっている点がある。それはSST ONLYではLWPが緩やかに減少しているのに対して、DIV SSTではLWPが3日目あたりで急に減少している事である。これと対応して境界層内の全水混合比をSST ONLYとDIV SSTとで比べたFig.13を示した。この図は各時刻での境界層高度 z_i で規格化したときの各規格化高度での全水混合比の時系列を表している (例えば $0.9z_i$ の全水混合比の時系列において、ある時刻の境界層高度が650mだとすれば $0.9 \times 650\text{m} = 585\text{m}$ での全水混合比の値をその時刻での $0.9z_i$ 全水混合比とする)。Fig.9のCloud Fractionが0.4になった時刻を破線で示した。

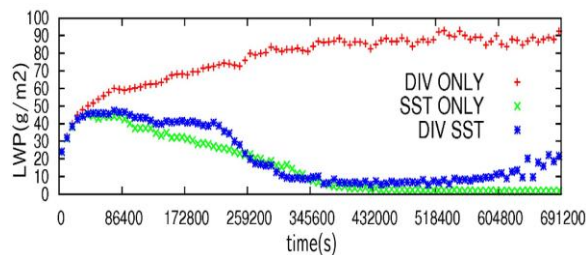


Fig.12 Time sereise of liquid water path (g/m^2) .

2つのケースを見比べると SST ONLY では境界層の全層において層積雲が崩壊する (Cloud fractionが0.4以下になった時間を層積雲が崩壊した時間として Fig.13 中に破線で示している) まで全水混合比が増加しているが、DIV SST では先ほどの LWP が急に減少している時間帯で境界層上部 ($0.7 \sim 0.9 z_i$) で全水混合比も減少している。この減少はデカップリングによって下層からの供給が弱まったことが影響していると考えられる。この結果は発散を弱めることが境界層のデカップリングには重要であることを示している。

4.4 まとめ

本章では大規模沈降流の変化が層積雲から積雲への遷移過程を調べるため3ケースの実験を行い、その結果を比較した。層積雲から積

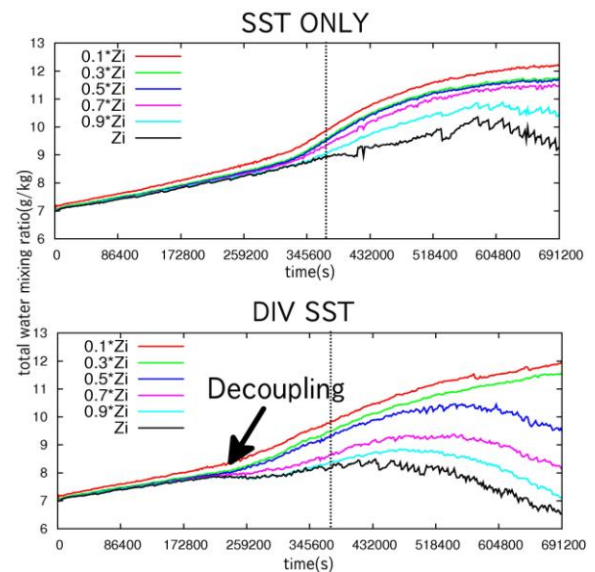


Fig.13 Time seriese of total water mixing ratio (g/kg) of the upper part of boundary layer.

雲への遷移過程には海面温度の上昇が大きなファクターであるということがDIV ONLYの結果から分かった。大規模沈降流が強いままのSST ONLYではデカップリングによる層積雲の崩壊がはっきりと確認できなかった。一方、DIV SSTの結果は境界層の液水温位プロファイルや境界層上部の全水混合比の時系列などからもデカップリングによる層積雲の崩壊を示していた。このことからデカップリングは海面温度の上昇だけでなく、大規模沈降流の弱まりも重要な要素であることが示唆された。

5. 大規模沈降流の変化が層積雲の初期崩壊過程に与える影響

本章では層積雲から積雲への遷移過程の中でも境界層がデカップリングするまでに注目する。デカップリングすることが早急に層積雲を崩壊に導く訳ではないが、デカップリングを境にして境界層内部の構造は大きく変化する。デカップリングは層積雲の崩壊過程の始まりの現象である。大規模沈降流の弱まりが層積雲の初期崩壊過程であるデカップリングに与える影響を調べるために3つの計算を行った。その詳細な実験設定については5.1節で述べる。5.2節で結果を、5.3節でケース間の差異について議論する。

5.1 実験設定

デカップリングするまでに注目するため積分時間を2日間にした。また、 $3\text{km} \times 3\text{km} \times 1.5\text{km}$ の領域を $60 \times 60 \times 150$ に分割し鉛直方向の解像度を10mにした。これにより境界層上層のシャープな逆転層を3、4章の実験設定より細かく解像し、数値混合を抑えることが出来る。乱流モデルであるSmagorinsky-Lillyモデルには各格子幅の情報が含まれるため非等方格子を使用しても結果に影響を与えないと考えられる。その他の設定は3章と同様である。

本実験では、以下の3ケースの計算を行った。

1. 発散の値を $3.0\text{e-}06$ に固定 (SST1.5)
2. 発散の値を $3.0\text{e-}06$ から $0.5\text{e-}06/\text{day}$ 減少 (SST1.5DIV0.5)
3. 発散の値を $3.0\text{e-}06$ から $1.0\text{e-}06/\text{day}$ 減少 (SST1.5DIV1.0)

計算手順は、全てのケースとも発散の値を 3.0×10^{-6} 、海面温度を285Kとした初期条件の下でスピナップを行う。本実験におけるスピナップは境界層内で鉛直積分したTKEの時間変化で判断した。スピナップ後の設定は3ケースとも海面温度の上昇率は $1.5\text{K}/\text{day}$ 、発散値の変化率はそれぞれ異なっている。

5.2 結果

計算初期と計算後期の各ケースの液水温位プロファイルを図14に示した。計算初期では液水温位プロファイルに各ケース間の違いは殆ど見られない。しかし、計算後期の図から大規模沈降流を弱める変化率が大きいケースほど境界層の高度は高くなる。また、僅かに液水温位が境界層の上部で下層より高くなっておりデカップリングしていることが分かる。しかし、デカップリングの初期であるためこの図からは分かりづらい。

ここでデカップリングを診断する指標としてBuoyancy Integral Ratio (BIR) は、

$$BIR \equiv - \frac{\int_0^{z_i} F_{\theta_v} H(-F_{\theta_v}) dz}{\int_0^{z_i} F_{\theta_v} H(F_{\theta_v}) dz} \quad (1)$$

を導入する。ここで F_{θ_v} は浮力フラックス (W/m^2) , $H(x)$ は $x > 0$ の時に1, $x \leq 0$ の時に0となるヘビサイド関数, z_i は境界層高度である。

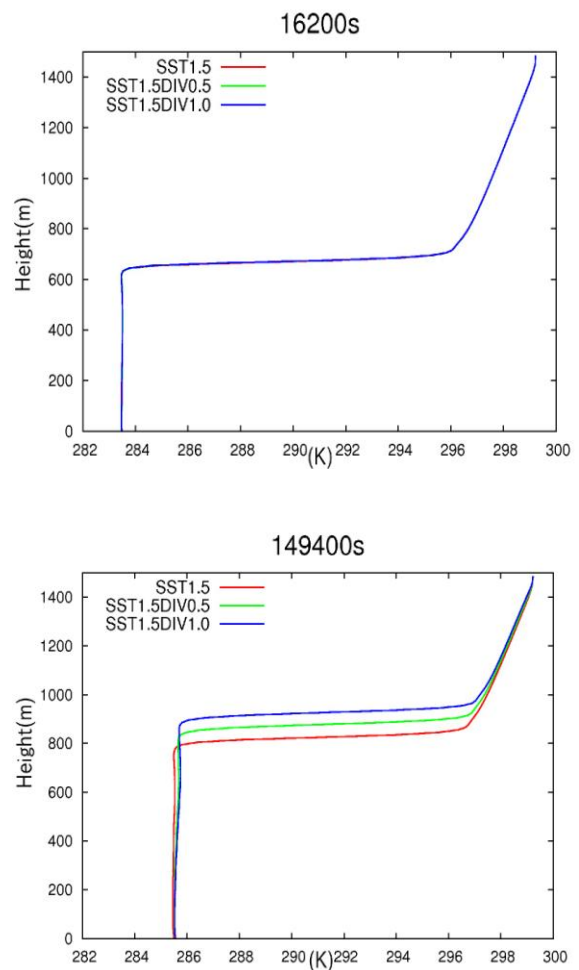


Fig. 14 Liquid water potential temperature (K) of each case.

Stevens (2000) が行った理想実験によると、この値が0.1を超えた時に境界層内部の混合層はデカップリングすると報告されている。本実験でも0.1を超えた時に境界層がデカップリングしたと判断する。Fig.15は各ケースのBIRの時系列である。各ケースとも時間とともにBIRが増加し計算終了までに0.1に達していることが分かる。つまり計算終了時までにデカップリングしているということである。しかしながら、大規模沈降流を弱めた計算であるSST1.5DIV0.5, SST1.5DIV1.0は大規模沈降流の効果が変化しないSST1.5よりもBIRは早い段階で増加し、0.1を超えていることが分かる。この結果は大規模沈降流の弱まりがデカップリングを促進する働きがあることを示唆している。

この境界層内部の構造によって本当に下層からの水蒸気の供給が弱まったのかを確認するため、境界層の上部でサンプリングした各ケースの全水混合比時系列をFig.16に示した(雲水量が少なく水蒸気混合比と全水混合比の傾向は変わらない)。時間と共に海面温度が増加するため初期は全てのケースで全水混合比が上昇する。Fig.15のデカップリングした時間に対応して全水混合比はそれまでの増加傾向が止ま

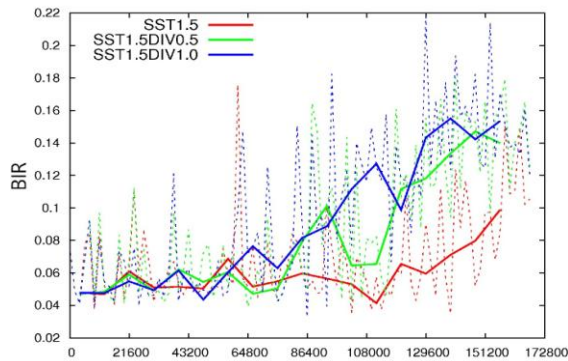


Fig.15 Time series of BIR. If BIR > 0.1, boundary layer decouples (Stevens, 2000).

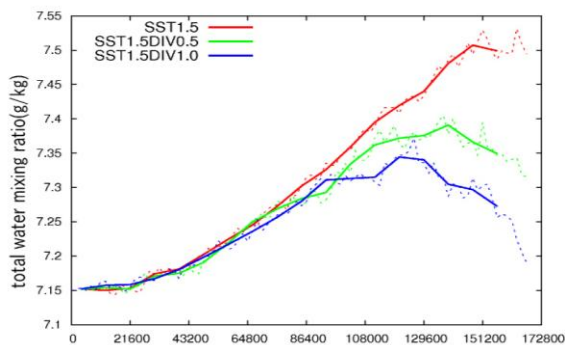


Fig.16 Time series of total water mixing ratio (g/kg) of the upper part of boundary layer.

り減少に転じていることからデカップリングによって境界層上部の水物質は減少したことが読み取れる。

5.3 考察

本実験で大規模沈降流の弱まりが大きいケースほどデカップリングしやすいという結果が得られた。このケース間の違いについて2つの点に注目し考察する。

(1) 境界層上端付近でのエントレインメント

W97は層積雲から積雲への遷移過程におけるデカップリングは海面温度が増加し、境界層上端でのエントレインメントが強まることが重要であると述べている。つまり、エントレインメントによる加熱効果が雲頂付近での放射冷却効果より大きくなることでバランスが崩れ液水温度が境界層上部で高くなるということである。

各ケースのデカップリングのタイミングの違いが境界層上端でのエントレインメントの違いによるものかを検証するためパッシブスカラーを用いたエントレインメント率の算出を行った。まずはパッシブスカラーの導入方法について説明する。スピンアップ後に境界層高度の領域平均を計算し、その高度より1つ上の格子点にパッシブスカラー100unit/kgを一律に配置し再計算を行う。パッシブスカラーは外部強制力に影響せず流れ場のみに応じて変化する。そのためパッシブスカラーは境界層上端での取り込みや境界層内部での輸送構造を調べる際に有用な方法である。

パッシブスカラーを用いたエントレインメント率の推定式としてStevens (2003) の

$$E = \frac{-\psi_\phi(z_{i-})}{\Delta\phi} \quad (2)$$

という関係式を使用した。ここで $\psi_\phi(z_{i-})$ はスカラー量 ϕ のフラックス (unit/kg・m/s), $\Delta\phi = \phi(z_{i+}) - \phi(z_{i-})$ で逆転層付近の差, $z_{i\pm} = z_i \pm \epsilon$ である。 z_i は境界層高度を表し、微小量 ϵ は今回30mとした。Stevens (2003) では式の中に外部強制項が含まれるがパッシブスカラーを用いることでその項は排除している。

式 (2) を使用して各ケースのエントレインメント率の時系列を比較したのがFig. 17である。海面温度の増加に伴って境界層内部のエネルギーが大きくなるため全てのケースでエントレインメント率が時間と共に増加している。各ケース間のエントレインメント率に大きな違いは見られないことが分かる。これは大規模沈降流が弱まることでエントレインメン

ト率に影響しないことを示唆している。

エントレインメント率は境界層上端における空気塊の取り込みの強さであるためその付近の温位差によってエントレインメントの効果は変わる。例えば、エントレインメント率が小さくても境界層上端付近の液水温位の鉛直勾配が大きければ加熱効果は大きい。そこで各ケースの境界層上端付近の液水温の鉛直温位の差を調べた。境界層高度の上下30mの液水温位の差の時系列をFig. 18に示した。この結果も各ケースで違いは見られなかった。

検証の結果、境界層の上層からのエントレインメントによる境界層上部の加熱には違いが見られなかった。このことから大規模沈降流が弱くなるという変化は雲層を加熱する働きはないと結論付けることができる。大規模沈降流の減少率の違いによって生じたデカップリングのタイミングの差異はエントレインメントの違いに起因するものではないことを確認した。

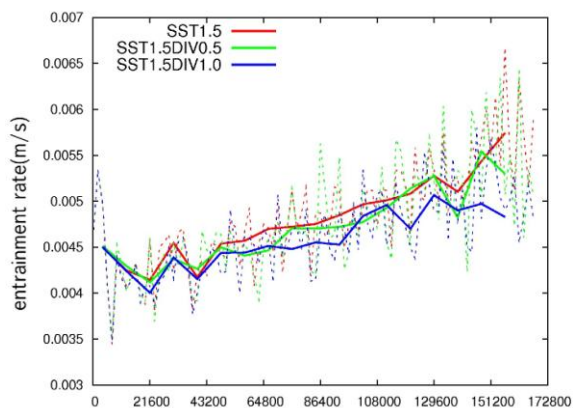


Fig. 17 Time series of entrainment rate (m/s) .

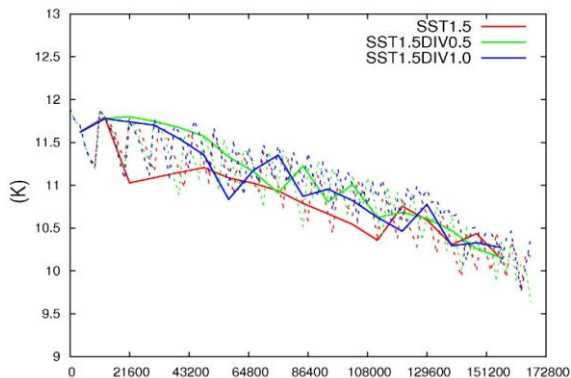


Fig. 18 Time series of difference of liquid water potential temperature (K) .

(2) 境界層内部の輸送構造

層積雲の崩壊過程は境界層内の乱流輸送に密接に関係している。例えばデカップリングすることにより、それまでの境界層全層に渡る乱流輸送によって形成された混合層を維持できなくなる。本項では各ケース間の違いを探るため境界層内部の乱流輸送構造の時間変化に焦点を当てる。

デカップリング前の境界層内部の輸送構造を調べるために追加計算を行った。SST1.5DIV1.0がデカップリングした時間より前5つの時間から再計算を行う。その際、改めてパッシブスカラーを境界層高度より1つ上の格子点に配置する(100unit/kg)。そして、10s毎に水平平均を各高度で求めてその値が閾値(今回は5unit/kg)を超えた時刻を高度毎に出力した。この結果からパッシブスカラーを配置してからある高度までの到達時間を算出した。

Fig. 19に各ケースでの境界層内部の輸送の変化を示した。縦軸は高度 (m)、横軸は到達時間 (10^3 s) を表している。どのケースも境界層の下部では閾値を越えた時間が遅く、境界層の中層から上層では垂直に近い傾きを持った2層構造になっている。これは上層と下層の輸送形態の違いを反映していると考えられる。つまり境界層上端から地上200m弱の間の層ではほぼ垂直に立っていて、これは上層で取り込まれた熱や物質が速やかにその高度まで運ばれていることを示している。これは雲頂での放射冷却により生じる負の浮力で駆動されるtop-downの乱流の寄与である。200m以下で一旦勾配が緩んだのち海面付近では、海面加熱起因の乱れの寄与で再び下方への輸送が加速されている。

各ケースを比較すると、SST1.5は境界層の高さはあまり大きくならず、2層の境界の高度も変わらないままである。一方、SST1.5DIV0.5、SST1.5DIV1.0では境界層高度も上昇し、それと共に2層を分ける境界の高度も高くなっている(図中におおよその範囲を示している)。原因としては境界層の高度が大きくなったことで乱流輸送のソースとなる放射冷却がより上層に移動したことが挙げられる。そのため放射冷却による乱流輸送の及ぶ影響範囲が上部にシフトしたと考えられる。SST1.5DIV0.5、SST1.5DIV1.0では勾配の緩む層が高くなり、下層への熱、物質輸送が次第に弱くなる。この時、エントレインメント率や境界層上端付近の液水温位の鉛直勾配はこれまで同様変化していない。したがって下層に輸送されない分、上層にスカラー量が溜まり増加することになる。このため発散の値を時間と共に減少させたSST1.5DIV0.5とSST1.5DIV1.0は発散の値を変化させないSST1.5よりデカップリングしやすい状況にあったものと考えられる。

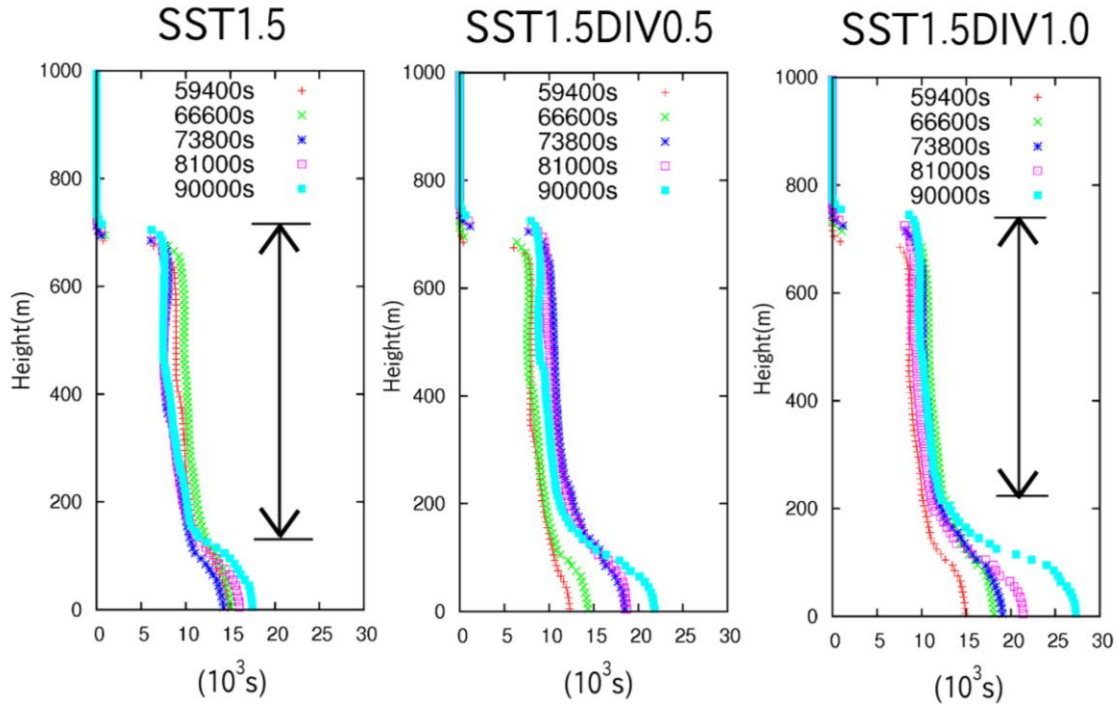


Fig.19 Reaching time ($\times 10^3$ s) on each height using passive scalar. Arrows represent range that entrained air is transported by top-down turbulence due to radiative cooling.

5.4 まとめ

本章では大規模沈降流の弱まりが層積雲の初期崩壊過程であるデカップリングに与える影響を調べるために3つの計算を行った。計算結果から発散が弱まることでよりデカップリングが起こりやすことが確認された。また、発散の変化率が大きいほどこの傾向は強い。その違いの原因を調べるためにパッシブスカラーを用いた追加実験を行った。大規模沈降流が弱まると境界層高度は高くなるが、それにより乱流輸送が境界層下部にまで到達しにくくなりスカラー量が境界層上部に溜まりやすくなるということが実験結果から示唆される。

6. 結語

本研究では亜熱帯域から赤道方向への移流に伴って起こる層積雲から積雲への遷移過程をLESを用いて調べた。

第3章では層積雲から積雲への遷移過程の計算においてモデルの次元性の違いによる結果を比較した。一方向を一様であると仮定した2次元モデルと3次元モデルの結果を比較した結果、2次元モデルと3次元モデルの結果はどちらも定性的にはW97と同様の遷移過程を示していた。しかし、時間発展に大きな違いが見られ、3次元モデルの方が層積雲の崩壊が早か

った。この違いは海面での潜熱フラックスの増加率の違いに起因していると考えられる。更に原因を調べると2次元モデルと3次元モデルの間では境界層内の風速に大きな違いが見られた。2次元モデルでは風速が平均風に対して境界層の上層で大きく、下層で小さくなっていた。このことが海面での潜熱フラックスの違いに影響していると考えられる。

第4章では大規模沈降流の弱まりが層積雲から積雲への遷移過程に与える影響を海面温度の上昇と大規模沈降流の弱まりという2つのファクターに分けて3ケースの計算 (A.発散値の減少-海面温度固定, B.発散値固定-海面温度の増加, C.発散値の減少-海面温度の増加) を行った。3ケースの結果は全く異なっていた。Aでは発散値が弱まることによって境界層高度の増加, LWPの増加 (上層からの乾燥した空気塊の鉛直移流が弱まることによる) が見られ、雲層は崩壊に至らなかった。一方、Bは大規模沈降流が変わらないため境界層高度があまり変化せずに境界層内の液水温度が増加し層積雲が崩壊した。また、Cでは第3章の結果と同様に層積雲、層積雲+積雲、積雲といった遷移過程を経ていることが確認できた。この中でCの結果が現実に近い遷移過程を表現できているため層積雲から積雲への遷移過程には海面温度の増加と大規模沈降流の弱まりの両方の効果が役割を果たしていると考えられる。

第5章では層積雲から積雲への遷移過程の初期に起こるデカップリングというメカニズムで大規模沈降流が与える影響を調べた。エントレインメントによる効果や境界層内の乱流輸送を詳細に調べるためパッシブスカラーを導入し、大規模沈降流の弱まりを発散値の減少で表現し発散値の減少率を変えた3ケースの計算（発散値の減少率が0, $-0.5\text{e-}06/\text{day}$, $-1.0\text{e}06/\text{day}$ ）を行った。BIRという指標を用いてデカップリングした時間を調べると、発散値の減少率が大きいほど（大規模沈降流が弱まる効果が大きいほど）境界層は早くデカップリングした。このことは大規模沈降流の弱まりが層積雲の崩壊過程を促進する効果を持つことを示唆している。この理由を調べるためパッシブスカラーを用いてエントレインメント率を算出し比較したが違いは見られなかった。境界層付近での液水温位の差にも違いは見られなかった。そこでパッシブスカラーを用いて境界層高度と乱流混合の影響が及ぶ深さの関係を調べた。この結果、発散値が小さくなる（大規模沈降流が弱まる）ケースでは雲頂の放射冷却による乱流輸送が及ぶ深さが上方へシフトしていたことが分かった。そして、境界層上部から海面加熱による乱流輸送が卓越する高度まで熱や物質を運ぶことが難しくなり、デカップリングが起りやすくなったと考えられる。

以上が本研究から得られた結果である。本研究の数値実験は議論を単純化するため、理想的な状況を仮定している。本実験と現実場との違いについて以下に述べる。第一に境界層上の大気プロファイルを一定にしている点である。本研究では境界層上の大気を一定のプロファイルに保つ操作が施されている（2.3節参照）。実際には境界層上の自由大気の状態の性質は時空間によって変動しており、それによってエントレインメントされる空気塊の性質も異なってくる。第二に海面温度や大規模沈降流の時間変化が単純な点である。本研究において境界条件の時間変化は線形に設定していた。とりわけFig.7にも見られるように大規模沈降流に関しては時空間変動、またその影響は大きいと考えられる。今回は考慮しなかったこれらの要素がどのように層積雲の崩壊に関係するかはこれからの課題と考えられる。

参考文献

- Ackerman, A. S., and Coauthors, (2009) : Large-eddy simulation of a drizzling, stratocumulus topped marine boundary layer, *Mon. Wea. Rev.*, 137, 1083—1110.
- Bretherton, C. S., and M. C. Wyant, (1997) : Moisture transport, lower-tropospheric stability, and decoupling of cloud-topped boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 54, 148—167.
- Deardorff, J. W., (1980) : Cloud Top Entrainment Instability, *J. Atmos. Sci.*, 37, 131--147.
- Klein, S. A., and D. L. Hartmann, (1993) : The seasonal cycle of low stratiform clouds. *J. Climate*, 6, 1587--1606.
- Klein, S. A., D. L. Hartmann, and J. R. Norris, (1995) : On the relationships among low-cloud structure, sea surface temperature, and atmospheric circulation in the summertime northeast pacific. *J. Climate*, 8, 1140--1155.
- Mauger, G. S., and J. R. Norris, (2010) : Assessing the impact of meteorological history on subtropical cloud fraction. *J. Climate*, 23, 2926--2940.
- McNoldy, B. D., P. E. Ciesielski, W. H. Schubert, and R. H. Johnson, (2004) : Surface winds, divergence, and vorticity in stratocumulus regions using QuikSCAT and reanalysis winds. *Geophys. Res. Lett.*, 31, L08105, doi:10.1029/2004GL019768.
- Nicholls, S., (1984) : The dynamics of stratocumulus: aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 110, 783--820.
- Randall, D. A., (1980) : Conditional instability of the first kind upside-down. *J. Atmos. Sci.*, 37, 125--130.
- Stevens, B., (2000) : Cloud transitions and decoupling in shear-free stratocumulus-topped boundary layers. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2557--2560.
- Stevens, B., and Coauthors, (2003) : On entrainment rates in nocturnal marine stratocumulus. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 129, 3469--3493.
- Stevens, B., and Coauthors, (2005) : Evaluation of large-eddy simulations via observations of nocturnal marine stratocumulus. *Mon. Wea. Rev.*, 133, 1443--1462.
- Wyant, M. A., C. S. Bretherton, H. A. Rand, and D. E. Stevens, (1997) : Numerical simulations and a conceptual model of the stratocumulus to trade cumulus transition. *J. Atmos. Sci.*, 54, 168--192.
- Yamaguchi, T., and D. A. Randall, (2008) : Large-eddy simulation of evaporatively driven entrainment in cloud-topped mixed layers. *J. Atmos. Sci.*, 65, 1481--1504.

A Numerical Study on Dissipation Mechanism of Marine Stratocumulus Using Large Eddy Simulation

Tomohiro MIURA* and Hirohiko ISHIKAWA

* Graduate School of Science, Kyoto University

Synopsis

The dissipation mechanism of marine stratocumulus has been studied using Large Eddy Simulation which can precisely estimate turbulent transfer. According to previous study, numerical experiment was set assuming that air mass is advected from subtropical eastern Pacific toward equator. First, the comparison of the results using 2D LES with 3D LES has done. It's found that both result are same qualitatively. But, 2D LES included problems concerning with wind velocity. Secondly, the role of large-scale subsidence weakening on the Sc to Cu transition has been studied. This experiment suggests that the large scale subsidence weakness is important as well as sea surface temperature increase . Finally, the role of large-scale subsidence weakening on the decoupling has been studied with passive scalar. As a result, the weakening LS-subsidence has promoted decoupling because turbulent transfer due to radiative cooling occurred at the top of Sc deck haven't reached lower part of boundary layer.

Keywords: Stratocumulus, LES, Marine Boundary Layer