

非平衡状態における乱流混合と粒子輸送の大規模シミュレーション

課題責任者

後藤 俊幸 名古屋工業大学 ながれ領域

著者

後藤 俊幸^{*1}, 大西 領^{*2}, 長谷川 洋介^{*3}, 塚原 隆裕^{*4}, 渡邊 威^{*1}, 齋藤 泉^{*1},
Dmitry Kolomenskiy^{*2}

*1 名古屋工業大学 ながれ領域, *2 海洋研究開発機構 地球情報基盤センター, *3 東京大学 生産技術研究所,

*4 東京理科大学 理工学部 機械工学科

大気におけるエアロゾルや雲粒子のような相変化を伴う微小水滴の乱流混合輸送は気象変化や気候変動においてきわめて重要な役割を果たす。本研究では多数の雲粒子や複数のスカラー場を含む乱流の大規模シミュレーションを駆使して、外部環境の変化がどのように乱流やサブコルモゴロフスケールサイズの粒子輸送や衝突、空間分布、成長速度などに影響を及ぼすかを調べた。雲中の乱流とそこに置かれた小さな領域内の乱流が、小領域サイズで粗視化されたひずみ速度テンソルで結合するという数理モデルを構築しそのふるまいを調べた。ひずみ速度テンソルの最小固有値およびその固有ベクトルと小領域での速度場とのアラインメントが、両者のエネルギー輸送に重要であることが見出された。エアロゾル粒子注入率の増加とともに平均雲粒径が減少し、かつ粒径分布の広がりが小さくなるのが雲マイクロ物理シミュレーションによって見出され、実験と一致することが分かった。高レイノルズ数乱流中における微小粒子をラグランジュ的に追跡し、その衝突頻度解析した。乱流の小領域における平均衝突頻度因子は全領域におけるそれと大きく異なる場合があることを明らかにした。

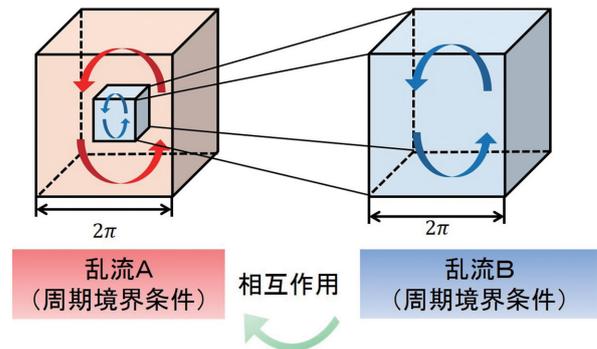
キーワード：乱流混合, 非平衡, 慣性粒子, クラスタリング, 衝突数

1. 巨視的乱流と微視的乱流の結合による乱流励起とエネルギー輸送

これまでの乱流研究では巨視的スケールで外力によりエネルギー（スカラー揺らぎ）が注入され、慣性領域を経由して粘性スケールに輸送され熱に代わるというコルモゴロフの描像に基づいて理論解析や数値計算が行われてきた。しかし、実際にはこのようなコルモゴロフ的な描像での乱流励起はそう多くはない。その一例が雲乱流である。海洋性の積雲中での雲粒子成長過程を微視的視点から解析する雲マイクロ物理シミュレータでは、潜熱の開放によって駆動される上昇気流に乗って移動する小さな立方体（パーセル）中での乱流混合と雲粒子の運動・成長を微視的動力学に基づいて計算する。乱流の直接数値計算においては、便宜上パーセル内の乱流は低波数においてランダムな外力により駆動されている。しかし、パーセルは時々刻々とその位置を変えるので乱流環境が変化しパーセル内の乱流は非平衡状態にある。この物理状況をできるだけ反映させるため、パーセル内の乱流（微視的乱流）をそれより大きなスケールの乱流（巨視的乱流、雲全体に相当）によって駆動する方法を調べた。

2つの乱流 A と B を考える。乱流 A は巨視的乱流を想定し、乱流 B の領域は A と比べて十分小さく、乱流場 A の領域中に埋め込まれているとする（微視的乱流）（図 1）。乱流 A は乱流 B の領域サイズで平均されたせん断（式 (1)）を通して乱流 B を励起する一方（式 (2)）、乱流 B はその励起により（式 (3)）乱流 A に対し渦粘性（式 (1)）として作用する。このような相互作用を Navier-Stokes 方程式

に基づいて数理モデル化し、その特性について予備的な調査を行った。乱流 A は直接数値シミュレーション (DNS) または大渦シミュレーション (LES) により計算される一方、乱流 B は常に DNS により計算される。1 例は、両者



乱流 A の平均せん断と乱流 B による渦粘性

$$\bar{S}_{ij}^A = \frac{1}{L_B^3} \int S_{ij}^A dV \quad S_{ij}^A = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i^A}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^A}{\partial x_i} \right), \quad \eta(t) = \frac{G(t)}{EA(t)} \quad (1)$$

巨視的乱流 A による微視的乱流 B の駆動

$$\frac{\partial u_i^B(\mathbf{k})}{\partial t} = -\alpha P_{im} \bar{S}_{mj}^A u_j^B + M_{ijm} \sum u_j^B u_m^B - \nu k^2 u_i^B \quad (2)$$

乱流 B へのエネルギー注入率

$$\frac{dE_{input}^B}{dt} = -G(t) = -\alpha^{2h} \sum_k u_i^B \bar{S}_{ij}^A u_j^B \quad (3)$$

図 1 巨視的乱流 A と微視的乱流 B。乱流 B は乱流 A の中に埋め込まれている。両者は乱流 B のスケールでの平均せん断で結合する。その数理モデルは式 (1) から (3) で表される。

ともに DNS で計算する場合であり、図 2 は乱流 B の単位質量あたりに注入される運動エネルギーの時間発展の様子である。時に大きな振幅をもつ間欠的なふるまいをすることが見て取れる。乱流 A と B との結合はひずみ速度テンソルの固有値のうち負のもの（第 3 成分）に対する固有ベクトルと乱流 B の速度場との並び（アラインメント）により評価できる。図 3 は、各固有ベクトルと速度場とのアラインメントの時間発展を示しており、第 3 成分とのアラインメントが乱流 A から B へのエネルギー輸送を担っていることが見て取れる。

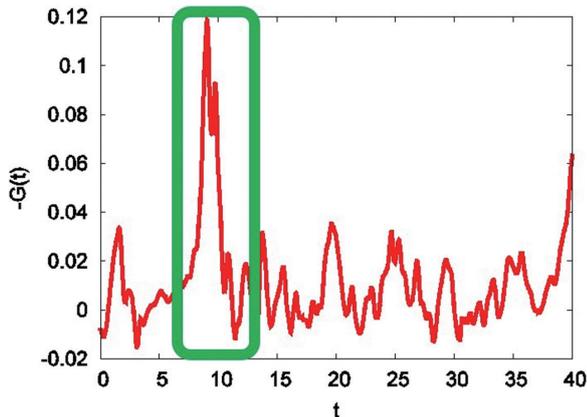


図 2 乱流 A による乱流 B へのエネルギー注入率の時間変化

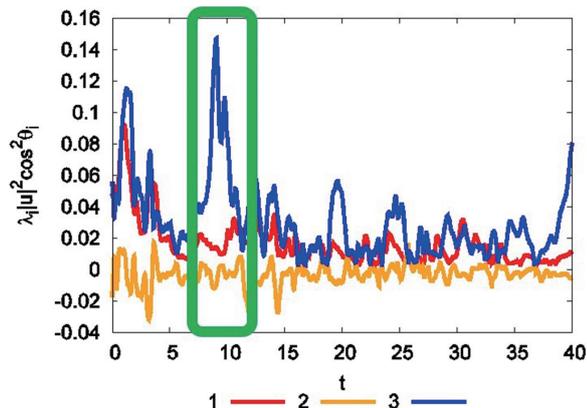


図 3 平均ひずみ速度テンソルの固有ベクトルと乱流 B の速度ベクトルとのアラインメントの時間変化

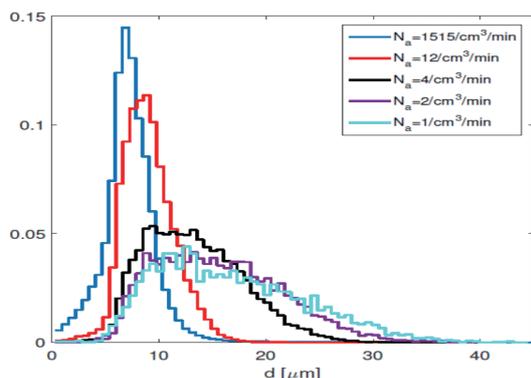


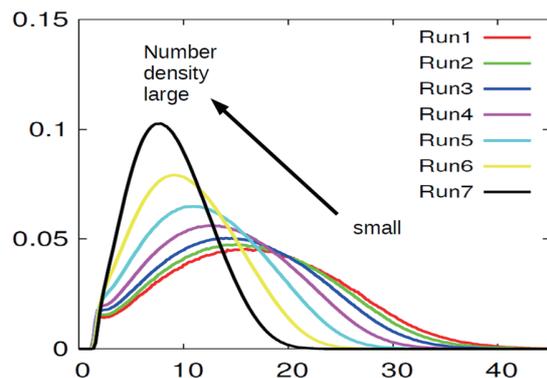
図 4 雲粒子粒径分布のエアロゾル注入率依存性に関する室内実験 (Chandrakar et al. PNAS 2016)。と雲マイクロ物理シミュレータによる計算。両者とも、注入率の増加とともに平均半径は小さくなり、分布の幅は狭くなる

2. 雲マイクロ物理シミュレータによるエアロゾル数密度の雲粒径分布の解析

雲粒子成長の初期段階において雲粒径分布が雲凝結核の注入率にどれほど依存するかについて、Cloud Microphysics Simulator (CMS[1,2,3]) を駆使して解析を行った。乱流場はランダム外力で駆動し、温度場と水蒸気混合比はある特性時間でもって環境値に緩和する仕方で励起する。また、エアロゾル効果により微小雲粒子を一定の割合で注入する。雲粒子は、レイノルズ数に依存する抵抗、重力、粒子間の流体力学的相互作用を受け運動し、その粒径は周囲の過飽和度に応じて成長あるいは減少する。比較的低レイノルズ数 ($R_f=40$) だが、30 分間にわたる長時間積分 ($dt=1ms$, 185 万ステップ) を行い、いくつかの平均雲粒子数について定常状態での雲粒径分布関数を計算した。図 4 に見るように、平均雲粒子数の増大とともに平均粒径と粒径分布の広がりが減少することが分かった。この結果は、Michigan 大のグループによる室内実験 (Chandrakar et al PNAS, 2016) とよく一致していることがわかった。このことは、本 CMS による計算結果が妥当なものであることを示している。

3. 局所非平衡域における微小慣性粒子間の衝突機構の解明

雲微物理プロセスや噴霧燃焼、微粉炭燃焼プロセスの中では、乱流が微小粒子間の衝突を促進する効果がしばしば重要となる。近年は、計算機性能の向上に伴い、乱流中での微小慣性粒子の衝突現象を解明するための数値研究が数多く行われている。しかし、それらの多くは、外力によるエネルギー注入量と粘性によるエネルギー散逸量が平衡状態にある巨視的・統計的に定常な乱流場を対象としている。非平衡状態における乱流衝突機構に関する知見は皆無に近い。そこで、本研究では、巨視的には定常乱流場を対象としつつも、必ずしも平衡状態がない局所領域における乱流衝突機構を大規模数値解析によって明らかにすることを目的とする。大規模数値解析には、流体運動を有限差分法によって計算する一方、個々の粒子運動をラグランジアン追跡法により計算する混相乱流直接数値計算法 LCS (Lagrangian Cloud Simulator: [4])



[5]) を用いた。つまり、流体運動は、連続の式と Navier-Stokes 方程式を有限差分法により直接計算する一方、粒子運動に関しては、粒子速度 v の時間発展を以下の方程式に基づいて計算した。

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\tau_p} (v - u)$$

本研究では、有限の慣性を持つ微小な粒子を想定し、 τ_p はストークス抵抗による粒子の緩和時間として質点近似を用いるとともに粒子に働く重力を無視した。2,048³ 計算格子を用いた定常等方性乱流中（テイラーマイクロスケール基準レイノルズ数 $Re_\lambda = 520$ ）での 10^9 個の微小慣性粒子 ($St=0.4$) の運動を追跡し、乱流衝突統計量を取得した。図 5 に示すように、あるマーカー粒子に注目し、その粒子を含むローカルな（局所の）領域での乱流衝突統計量と、計算領域全体の（グローバルな）乱流衝突統計量の比較を行い、局所非平衡性が統計量に及ぼす影響を調べた。図 6 に、グローバル領域の衝突頻度因子 (K_c^G , 黒) とローカル領域の衝突頻度因子 (K_c^L , 赤) の時間変化を示す。 K_c^G の時間平均値が 8.2×10^{-9} に対し、 K_c^L の時間

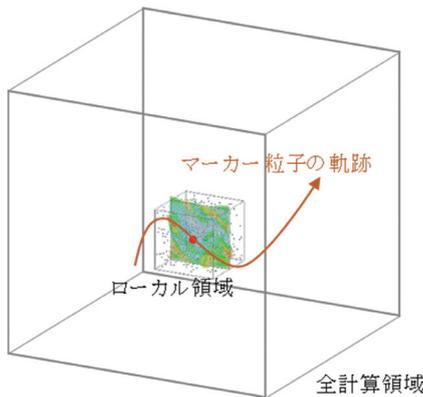


図 5 全計算領域（グローバル領域）とローカル領域の模式図。本研究では、ローカル領域の大きさをグローバル領域の $(1/8)^3$ に設定した。

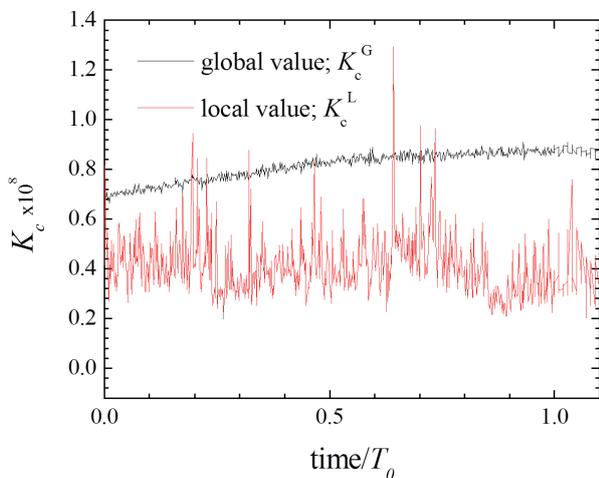


図 6 グローバル領域の衝突頻度因子 (K_c^G , 黒) とローカル領域の衝突頻度因子 (K_c^L , 赤) の時間変化。ローカル領域はサンプル数（対象粒子数）が小さいため、ローカル統計量の時間変動が大きい。

平均値は 4.1×10^9 であった。つまり、長時間（流体の積分時間スケール）にわたり、ある粒子はグローバル平均とは全く異なる衝突確率にさらされていた。この結果は、グローバルなバルク統計量からだけでは粒子成長を予測することができない場合があることを示唆している。

4. 局所非平衡域におけるアクティブ粒子の運動

例えば、都市街区内の流れは間欠的な非定常乱流状態にある。そのような非定常乱流内における微小物体の運動を予測、解析するには運動と流れの非定常性の相互作用を明らかにすることが必要不可欠である。実際、このテーマは生物飛翔の研究分野で盛んに取り上げられている。これまでに翼端渦（leading-edge vortex, LEV）を解像できる生物飛翔シミュレーション法を開発してきた。本年度は、そのシミュレーション法を地球シミュレータに移植した。これまでに得られたシミュレーション結果の例を図 7 および図 8 に示す。図 7 は実際に地球シミュレータを用いて得られたテスト計算結果、図 8 は著者の一人によって行われた計算結果であり、今後の大規模計算の対象例である。来年度以降、大規模計算を実施する。

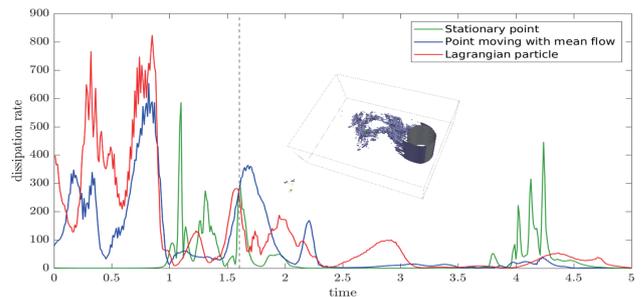


図 7 非定常な円柱後流域における局所のエネルギー散逸率の時間変化。観測点の位置がオイラー点（固定点）なのかラグランジアン点（トレーサー点）なのかによって変動の様子（非定常性）が大きく異なる。

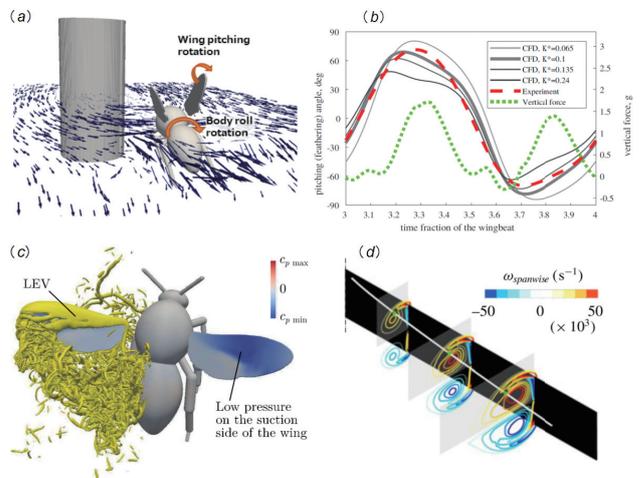


図 8 (a) 非定常渦内におけるマルハナバチ (bumblebee) の飛翔の様子；(b) 非定常渦内におけるマルハナバチの羽の回転角の時変化；(c) 羽ばたき翼周りの非定常 LEV の可視化図 [6]；(d) CFD の結果と LEV 解析モデルの比較図 [7]。

文献

- [1] I. Saito and T. Gotoh, “Turbulence and cloud droplets in cumulus clouds”, *New J. Phys.* **20** (2018) 023001 (25 pages).
- [2] T. Gotoh, T. Suehiro, and I. Saito, “Continuous growth of cloud droplets in cumulus cloud”, *New J. Phys.* **18** (2016) 043042 (19 pages).
- [3] 後藤俊幸「雲マイクロ物理シミュレータによる雲粒子の統計解析」 *ながれ* **34** pp.349-354 (2015).
- [4] R. Onishi, K. Takahashi and J.C. Vassilicos, “An Efficient Parallel Simulation of Interacting Inertial Particles in Homogeneous Isotropic Turbulence”, *Journal of Computational Physics*, Vol. **242**, 809-827 (2013).
- [5] R. Onishi, K. Matsuda and K. Takahashi, “Lagrangian Tracking Simulation of Droplet Growth in Turbulence - Turbulence Enhancement of Autoconversion Rate”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. **72**, 2591-2607 (2015).
- [6] D. Chen, D. Kolomenskiy, T. Nakata and H. Liu, “Forewings match the formation of leading-edge vortices and dominate aerodynamic force production in revolving insect wings”, *Bioinspir. Biomim.* **13** (2018) 016009 (19 pages).
- [7] D. Chen, D. Kolomenskiy, and H. Liu, “Closed-form solution for the edge vortex of a revolving plate”, *J. Fluid Mech.* **821** (2017) pp. 200-218.

Large Scale Numerical Simulation of Turbulent Scalar and Particle Transport in Nonequilibrium Environments

Project Representative

Toshiyuki Gotoh Nagoya Institute of Technology

Authors

Toshiyuki Gotoh^{*1}, Ryo Onishi^{*2}, Yosuke Hasegawa^{*3}, Takahiro Tsukahara^{*4}, Takeshi Watanabe^{*1}, Izumi Saito^{*1} and Dmitry Kolomenskiy^{*2}

*1 Nagoya Institute of Technology, *2 Center for Earth Information Science and Technology, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, *3 Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, *4 Tokyo University of Science

We have developed a new forcing method of turbulence by considering the interaction between large scale turbulence and small scale turbulence. The latter is embedded in the former. The coupling between the two is expressed in terms of the mean rate of strain tensor obtained by spatial average of it over the small domain inside the turbulence. It is found that the forcing of small scale turbulence and the energy drain from the large scale turbulence strongly fluctuate intermittently. Numerical simulations of a bumblebee model flying in the turbulent wake past a circular cylinder have been conducted. Estimates of the added energetic cost due to the turbulent environment are reasonably obtained.

Keywords: turbulent mixing, nonequilibrium, inertial particle, clustering, collision rate

1. Excitation and energy transfer due to coupling between large scale and microscale turbulences

In direct numerical simulation of cloud droplets and turbulent transfer from the microscopic view point, a small parcel inside cloud core is set and their dynamics is examined [1,2]. Instead of using conventional method of random force to drive turbulent mixing, we have developed a new approach to more naturally mimic the interaction between large scales greater than the parcel and small scales in the parcel. Two box turbulence A and B are introduced and turbulence B is embedded within the turbulence A. The coupling between the two is achieved via the mean rate of strain tensor of turbulence A obtained by the spatial average over the domain size of the turbulence B. This term appears as forcing in turbulence B and eddy damping in turbulence A. Two turbulences are simultaneously integrated and interact each other. It is found that the force in turbulence B and thus energy sink in turbulence A strongly fluctuate in time, intermittently build up and decay as seen Fig. 1. The alignment between the eigenvector of the mean strain tensor and the velocity vector of turbulence B is important. We will develop this method to be applied to the coupling between LES for large scale turbulence and DNS for small scale turbulence.

2. Numerical Simulation of Micro Bio-Flight in Unsteady Turbulent Environment

The flow among urban buildings is highly turbulent with strong intermittency as in Fig. 3, which shows the local flow statistics behind a cylinder. When assessing the micro flight

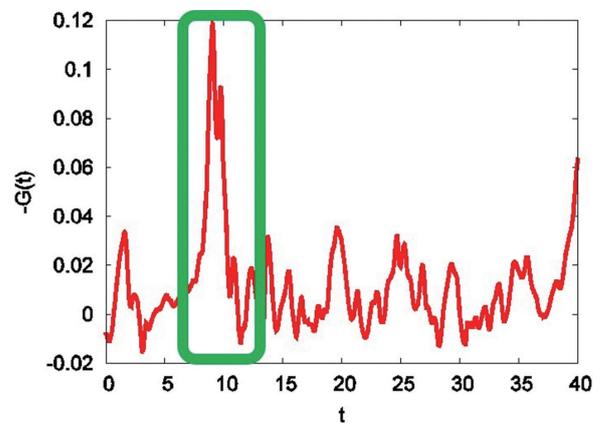


Fig.1 Time evolution of energy input rate in turbulence B

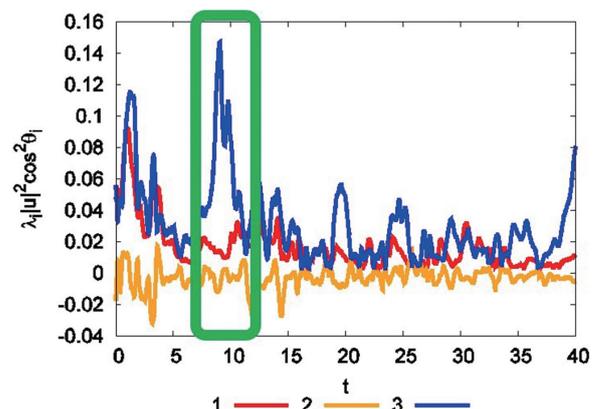


Fig. 2 Time evolution of alignment of the velocity vector of turbulence B and eigen vector of the mean strain tensor of turbulence A.

in such unsteady turbulent flows, it is essential to consider the interaction between the flight motion and the unsteadiness of the flow. Topics of current intense study in bio-flight research actually include the dynamics of flight in turbulence as well as fluid-structure interaction of deformable wings and unsteady aerodynamics mechanisms such as the leading-edge vortex (LEV). The new results relative to these three topics, obtained during the past year by one of the present authors, are as follows. (I) Numerical simulations of a bumblebee model flying in the wake past a circular cylinder have been conducted, to obtain estimates of the added energetic cost due to the turbulent environment, Fig. 4(a). We have shown that body rotations experienced by flapping wing fliers result in the reorientation of the aerodynamic force vector that can render a substantial cumulative deficit in the vertical force, which leads to increased energetic requirements. (II) Parametric study of the wing passive pitching rotation model has been performed, using numerical simulation, Fig. 4(b). Flapping wings of insects are designed such that they produce positive lift during both upstroke and

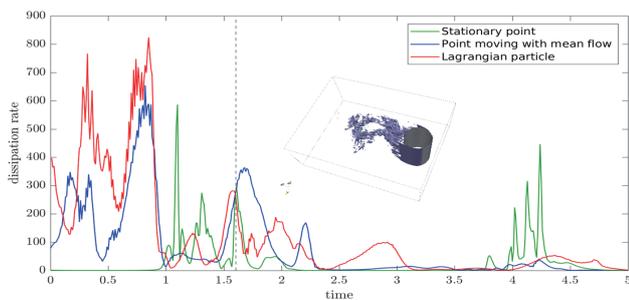


Fig. 3 Local flow statistics (specifically energy dissipation) in unsteady turbulent flow behind a cylinder.

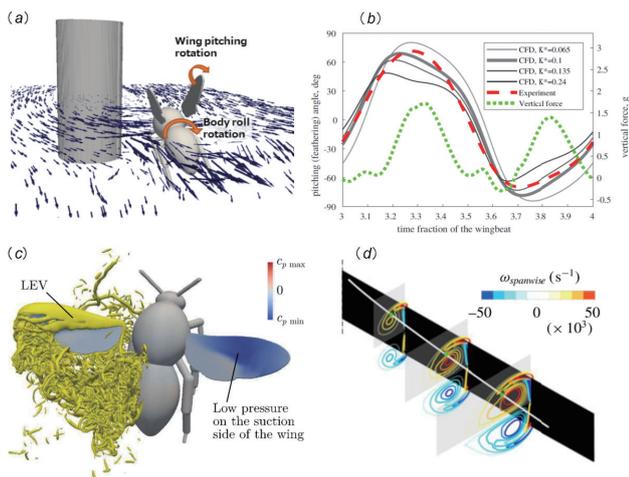


Fig. 4 (a) Numerical simulation of bumblebee rolling in a vortex street; (b) Passive feathering rotation of bumblebee wings; (c) Illustration of the LEV of a flapping wing; (d) LEV line-vortex model compared with a CFD simulation.

downstroke. This is achieved by large pitching (feathering angle) rotations at the end of each half cycle necessary for maintaining positive kinematic angle of attack. In our study, the insect is approximated by three rigid elements: the body and two wings, which move with respect to each other. Time-periodic positional angular motion of the wings is prescribed, while the pitching rotation is determined from an ordinary differential equation with the aerodynamic pitching moment obtained from numerical solution of the Navier-Stokes equations. Preliminary results of our study suggest that the hinged plate model provides a reasonably accurate approximation of real insect wing motion. (III) LEV helicity has been analyzed [3]. We examined the helicity dynamics in flows over model insect wings in connection with the effects that were previously described in terms of the vorticity and the velocity. We proposed helicity as a new diagnostic to study the vortices generated by flapping and revolving wings. (IV) It was shown that the LEV circulation depends weakly on the wing chord length distribution, as long as it is wide enough to support the conical vortex shown in Fig. 4(c) [4]. (V) Simple closed-form estimates have been derived for the LEV circulation and position [5], Fig. 4(d).

3. References

- [1] I. Saito and T. Gotoh, "Turbulence and cloud droplets in cumulus clouds", *New J. Phys.* **20** (2018) 023001 (25 pages).
- [2] T. Gotoh, T. Suehiro, and I. Saito, "Continuous growth of cloud droplets in cumulus cloud", *New J. Phys.* **18** (2016) 043042 (19 pages).
- [3] T. Engels, D. Kolomenskiy, K. Schneider, M. Farge, F.-O. Lehmann and J. Sesterhenn, "Helical vortices generated by flapping wings of bumblebees", *Fluid Dyn. Res.* **50** (2018) 011419 (21 pages).
- [4] D. Chen, D. Kolomenskiy, T. Nakata and H. Liu, "Forewings match the formation of leading-edge vortices and dominate aerodynamic force production in revolving insect wings", *Bioinspir. Biomim.* **13** (2018) 016009 (19 pages).
- [5] D. Chen, D. Kolomenskiy, and H. Liu, "Closed-form solution for the edge vortex of a revolving plate", *J. Fluid Mech.* **821** (2017) pp. 200-218.