



2013年3月4日(月) - 6日(水)

第16回 若手科学者によるプラズマ研究会
於日本原子力開発機構 那珂核融合研究所

熱源駆動型乱流の ジャイロ運動論シミュレーション — 計算手法の開発とその応用 —

今寺 賢志

岸本 泰明 李 継全

京都大学 大学院 エネルギー科学研究科
エネルギー基礎科学専攻 プラズマ・核融合基礎学分野

発表内容



1. 背景と目的 (12/37)

- 臨界温度勾配近傍における輸送現象
- ジャイロ運動論シミュレーション

2. グローバルジャイロ運動論コードの開発 (13/37)

- 多重拘束マルチモーメント法
- ベンチマークテスト

3. 熱源駆動型乱流のシミュレーション (10/37)

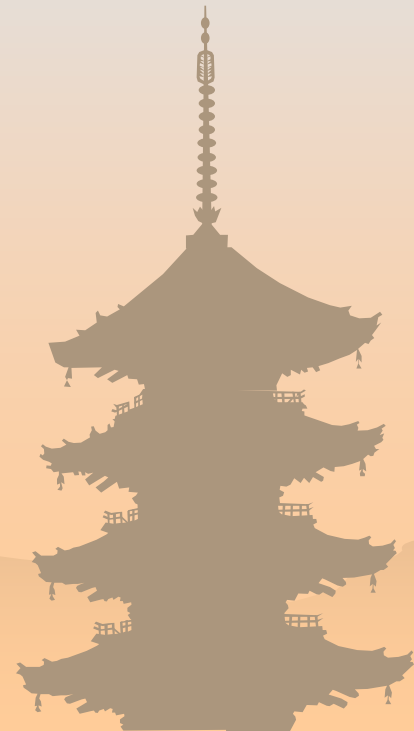
- 熱源駆動型ITG乱流シミュレーション
- 熱の入力値を変えた場合の応答

4. まとめ(2/37)





1. 背景と目的

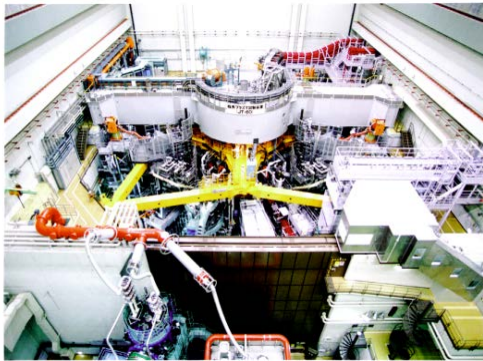


背景 —核融合炉プラズマにおける輸送現象—

*核融合三重積 = (中心イオン温度) × (閉じ込め時間) × (中心イオン密度)

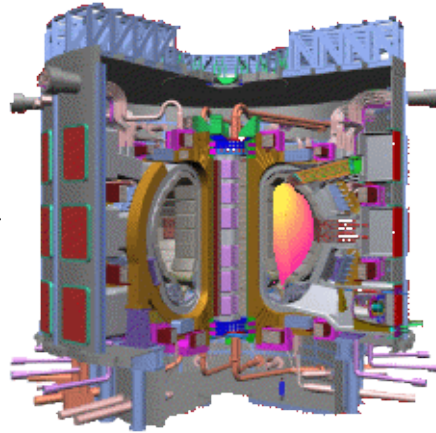
JT60

核融合三重積 = 1.25



ITER

核融合三重積 ~ 10

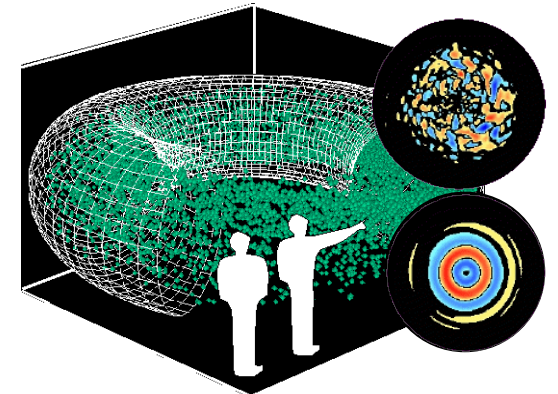


Fusion Power Plant

核融合三重積 ~ 40



Theory/Simulation



・「高温」のプラズマを「一定時間」閉じ込める

→ 乱流輸送の制御が重要

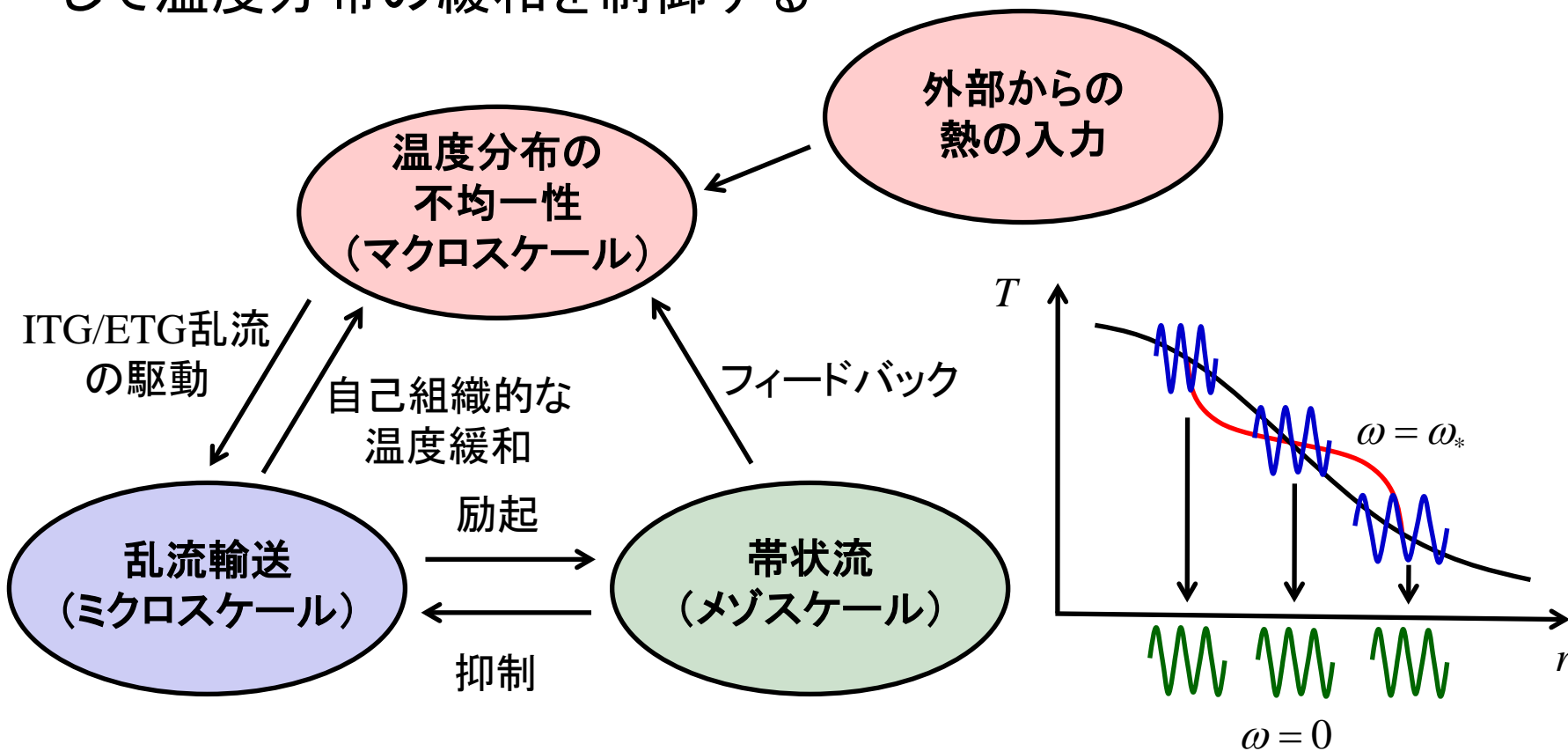
→ シミュレーションで帯状流による乱流輸送の抑制メカニズムを解析

古典輸送 $\propto \frac{1}{B^2 \sqrt{T}}$

乱流輸送 $\propto \frac{T}{B}$

背景 — 大域的な温度分布の緩和と帯状流 —

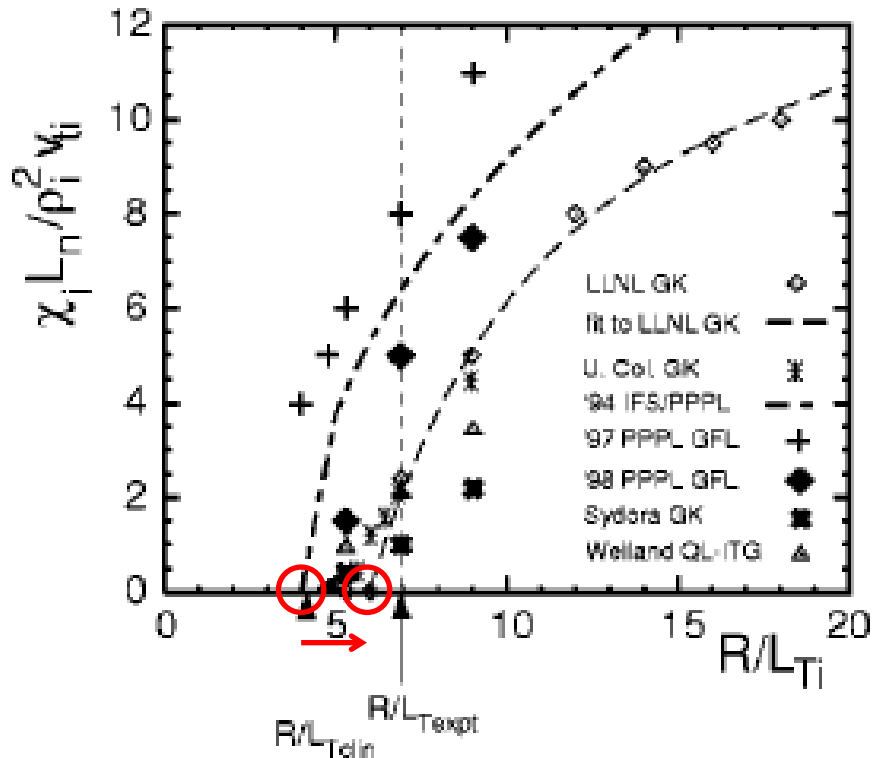
- ・ 大域的な温度分布の緩和は、その不均一性を駆動源とした乱流輸送によって自己組織的に決定される
- ・ 乱流によって励起される帯状流は、乱流輸送を抑制し、結果として温度分布の緩和を制御する



背景 - 臨界温度勾配のシフト -

- ・ **帯状流の生成**によって、乱流が駆動される温度勾配の閾値は上方に遷移する(Dimits shift)
- ・ **GAM**のエネルギーの非減衰部分が静的な帯状流として蓄積し、ある一定レベルに達すると乱流が抑制されるとの報告もある

[K. Miki et al., Phys. Rev. Lett., **99**, 145003 (2007)]

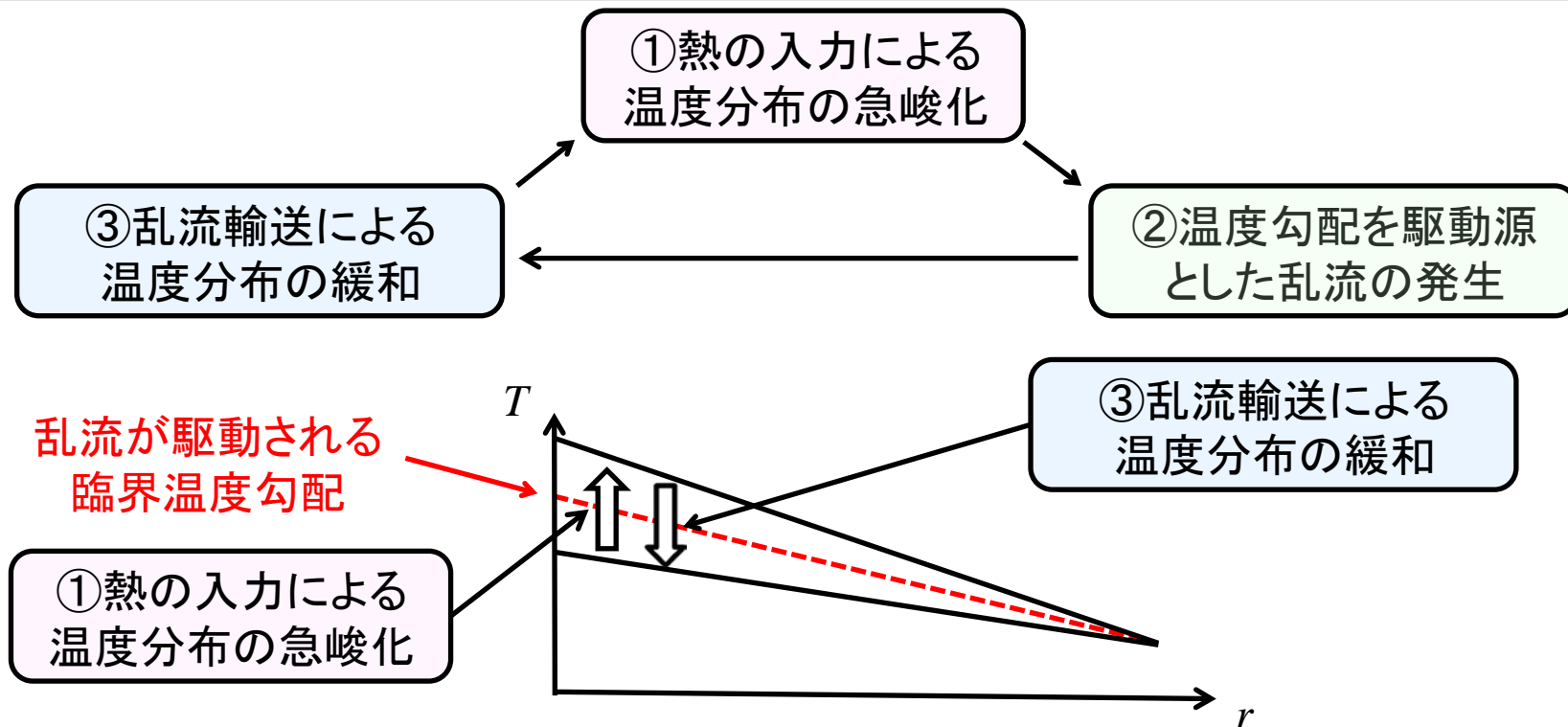


Linear critical gradient: $R/L_T \sim 4$

Nonlinear critical gradient: $R/L_T: 5 \sim 7$

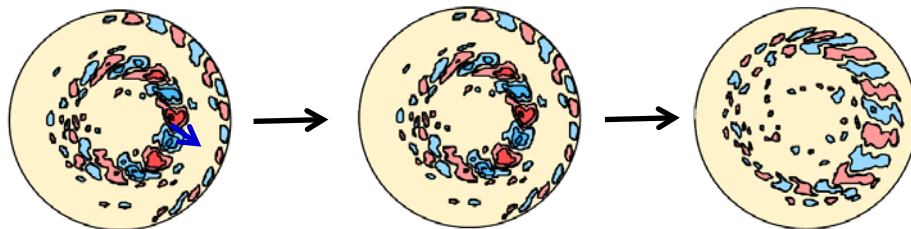
[A. Dimits et al., Phys. Plasmas **7**, 969 (2000)]

背景 — 臨界温度勾配近傍における輸送現象 —



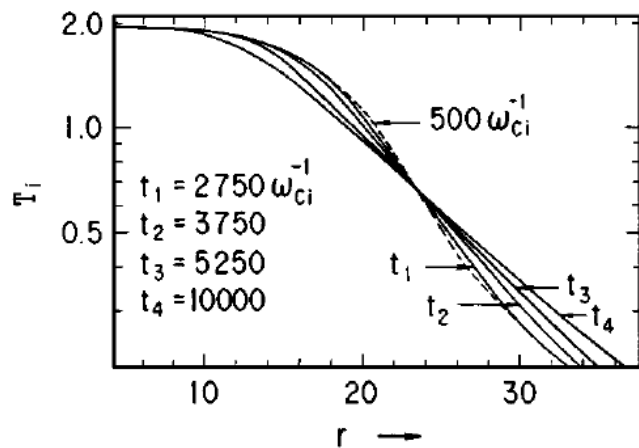
揺らぎと臨界輸送モデル [岸本泰明, 「誰にでもわかるトーラスプラズマの輸送現象」, J. Plasma Fusion Res., **76**, 1280 (2000).]

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial t} = 2 \left[\gamma_0 (\mu - \underline{\mu_c}) - \gamma_N W - \gamma_{E \times B} \right] W \\ \frac{3}{2} n \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot [n \chi(W) \nabla T] + P_{in} \end{cases}$$



背景 —分布緩和の自己相似性—

▶ ITG mode : $\varepsilon_T \equiv R/L_T$

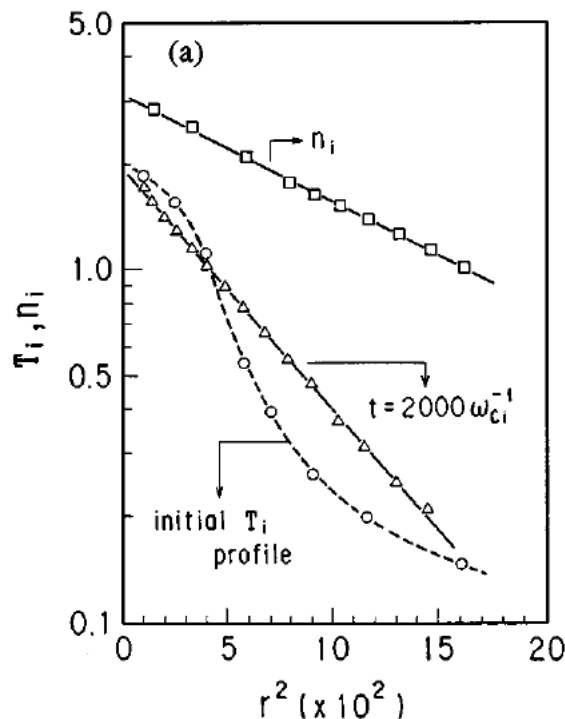


Initial T_i profile

$$\rightarrow T_i \sim \exp\left[-\frac{r}{L_T(t)}\right]$$

- 関数形状を保持しつつ (ε_T を一定に保ちながら)、長い時間スケールで L_T が変化

▶ η_i mode : $\eta_i \equiv L_n/L_T$



Initial n_i profile

$$\rightarrow n_i \sim \exp\left[-\frac{r^2}{2L_n^2}\right]$$

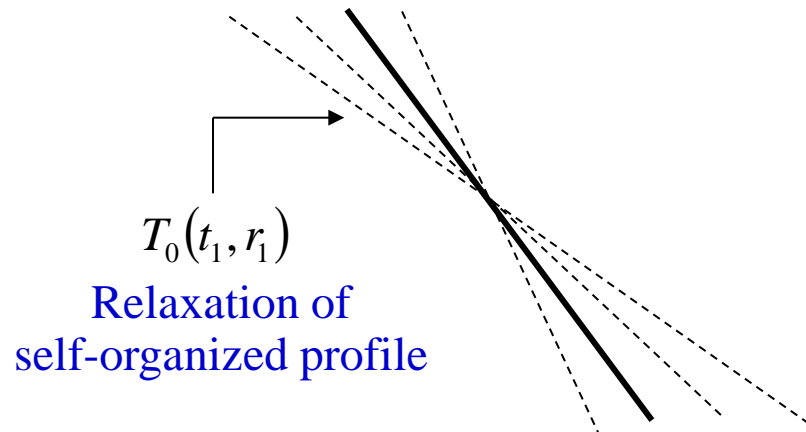
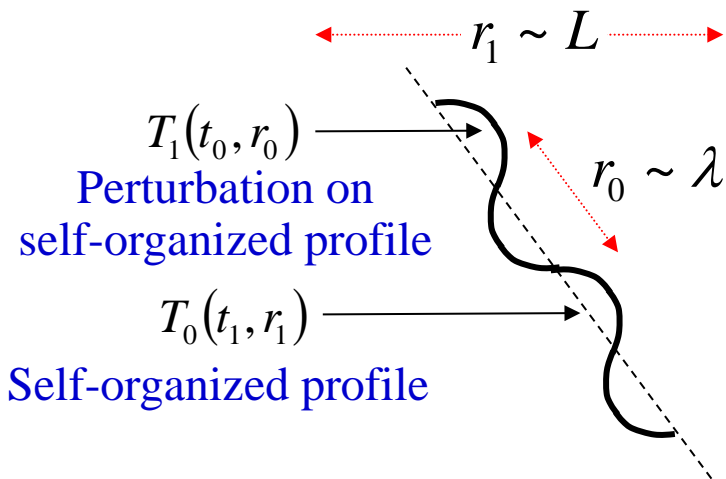
$$\rightarrow T_i \sim \exp\left[-\frac{r^2}{2L_T^2(t)}\right]$$

- 関数形状を保持しつつ (η_i を一定に保ちながら)、長い時間スケールで L_T が変化

背景 — 臨界勾配近傍での緩和過程 —

Fast relaxation to self-organized profile

Slow relaxation of self-organized profile



$$O(\varepsilon): \frac{3}{2} n_i \frac{\partial T_1}{\partial t_0} + \nabla_0 \cdot Q_1 = 0$$

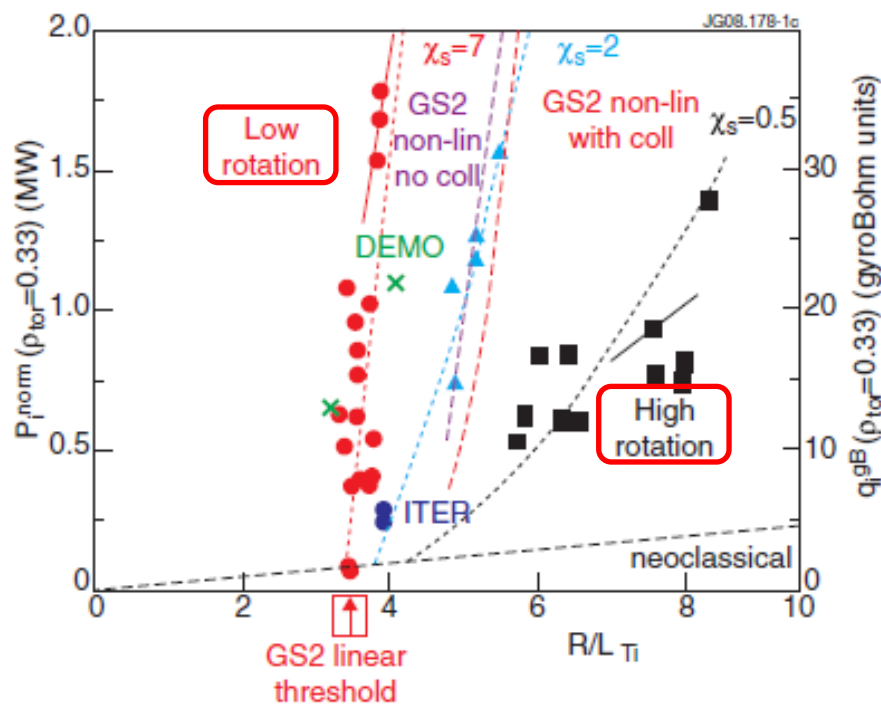
\downarrow 0 \downarrow 0

$$O(\varepsilon^2): \frac{3}{2} n_i \frac{\partial T_0}{\partial t_1} + \nabla_0 \cdot Q_2 + \nabla_1 \cdot Q_1 = S$$

$$rQ_1(r) = -r\chi_1(r) \frac{\partial T_0}{\partial r} \sim \text{const} \rightarrow T_0 \sim \exp\left[-\frac{r}{L_T(t_1)}\right] \left(\chi_1 \sim \frac{\text{const}}{r} \exp\left[\frac{r}{L_T(t_1)}\right] \right)$$

背景 — 温度分布の硬直化 —

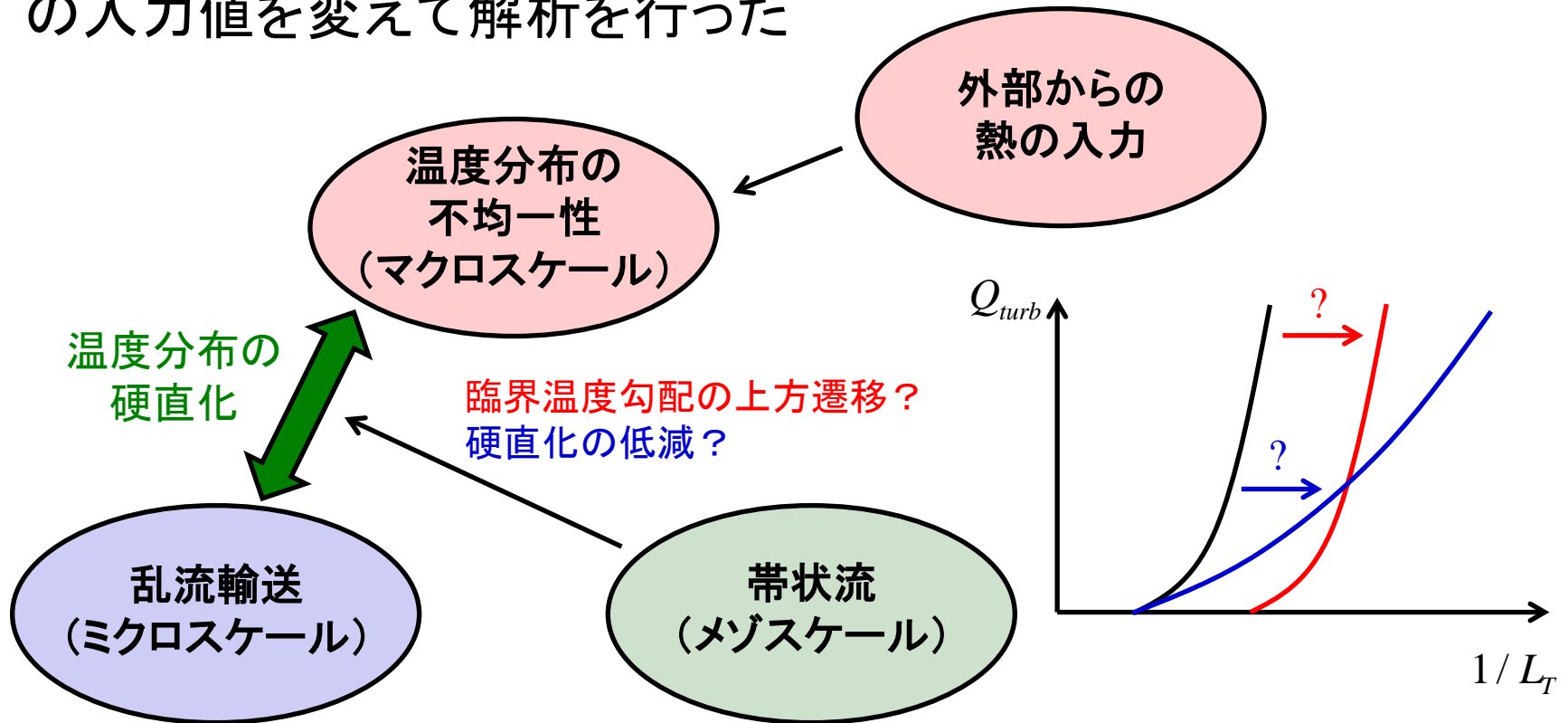
- JETにおける実験では、外部からの熱の入力を増加させても、温度勾配が大きく変化しない、いわゆる温度分布の「硬直化」が観測されている
- プラズマ回転が強くなると、硬直性が低下することが報告されている



[P. Mantica, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **102**, 175002 (2009)]

研究目的 - 1

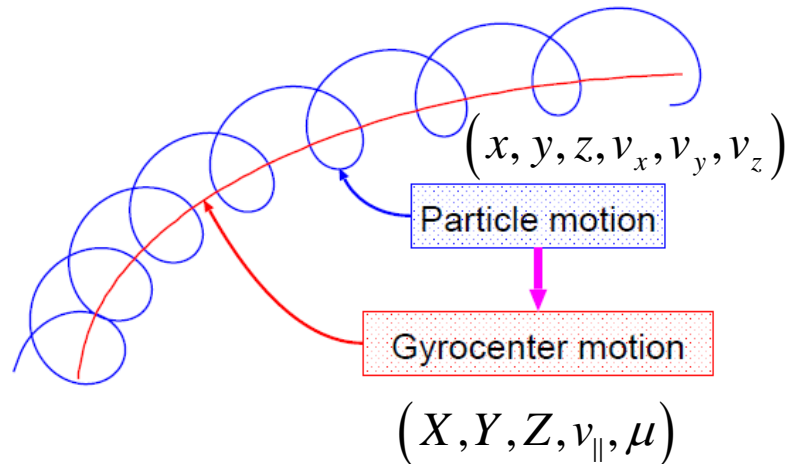
- 外部からの熱の入出力を考慮した系で、**温度分布の硬直化や非拡散的な輸送現象の特性**を解析した
- 本研究では特に、そのような硬直化や輸送が起きた際に**帯状流が果たす役割**を明らかにすることを目的に、外部からの熱の入力値を変えて解析を行った



背景 — ジャイロ運動論モデル (1) —

- ・ **ジャイロ中心座標**に移ることで、時間スケールの短いジャイロ運動を除去したモデルのこと。
- ・ ただし、**ジャイロ運動に伴う平均化効果 (有限ラーマー半径効果, FLR)**は加味されている。

ジャイロ中心座標



有限ラーマー半径効果



$$\langle \Phi \rangle = \sum_k \Phi_k J_0(\mu) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{X})$$

- ・ ジャイロ運動論モデルの導出 → 宮戸さんの講演
- ・ 位相混合による乱流スケーリング → 龍野さんの講演

背景 – ジャイロ運動論モデル (2) –

$$f = f(x, y, z, v, \mu), \quad \langle \Phi \rangle = \sum_k \Phi_k J_0(\mu) \exp(ik \cdot \mathbf{X})$$

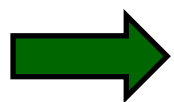
$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial y} + v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} = 0$$

$$-\nabla_{\perp}^2 \Phi + (\Phi - \langle \Phi \rangle_f) = \int f J_0 d^5 Z - 1$$

ジャイロ運動論的
Vlasov–Poisson
方程式
(静電スラブ近似)

・ジャイロ運動論モデルの利点は

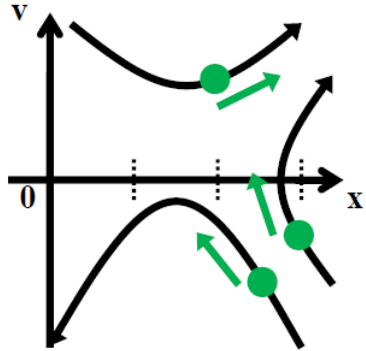
1. 次元数が6次元から5次元に減っている
2. 有限ラーマ一半径効果が適切に考慮されている
→ gyro-kinetic or drift-kinetic
3. 流体モデルで生じる完結問題が存在しない
4. 波と粒子の相互作用が適切に考慮されている
→ 運動論モデル or 流体モデル



そのような効果が大きな影響を与える微視的乱流を解析するのに有効な方法

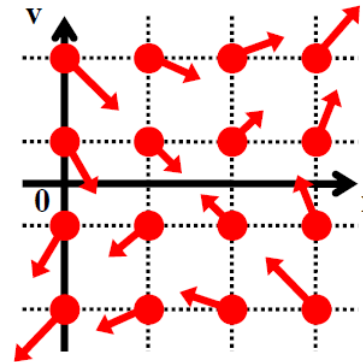
背景 — ジャイロ運動論シミュレーション —

PIC(Lagrangian) Approach



- 3次元のため、計算負荷は比較的小さい
- sink/source項や衝突項の取り扱いが困難
- 数値ノイズが生じる

Vlasov(Eulerian) Approach



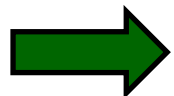
- 5次元のため、計算負荷が大きい。
- sink/source項や衝突項の導入が容易。
- 数値ノイズが生じない。

Vlasov approachで気を付けるべきは

1. 空間微分の**計算精度**
2. 時間微分の**計算精度**
3. **粒子数の保存性**
4. **分布関数の正值性**

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial y} + v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} = 0$$

$$-\nabla_{\perp}^2 \Phi + (\Phi - \langle \Phi \rangle_f) = \int f J_0 d^5 Z - 1$$



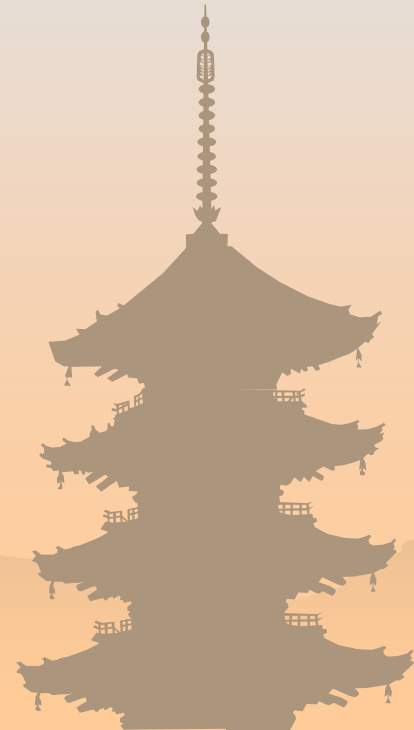
どのような計算手法を用いるかが非常に重要

研究目的 - 2

- 外部からの熱の入出力や衝突項を考慮した系におけるジャイロ運動論シミュレーションを行うことを目的に、高精度なVlasovシミュレーションが可能なスキーム(マルチモーメント法)を新たに開発した
- いくつかのベンチマークテストを行うことで、その数値計算特性の解析を行った
 - 空間微分の計算精度 → (原則)5次精度
 - 時間微分の計算精度 → 4次精度Euler法 (not splitting法)
 - 粒子数の保存性 → 厳密に保存
 - 分布関数の正值性 → 数値リミッターで保証可能



2. グローバルジャイロ運動論 コードの開発



初歩的な差分スキーム

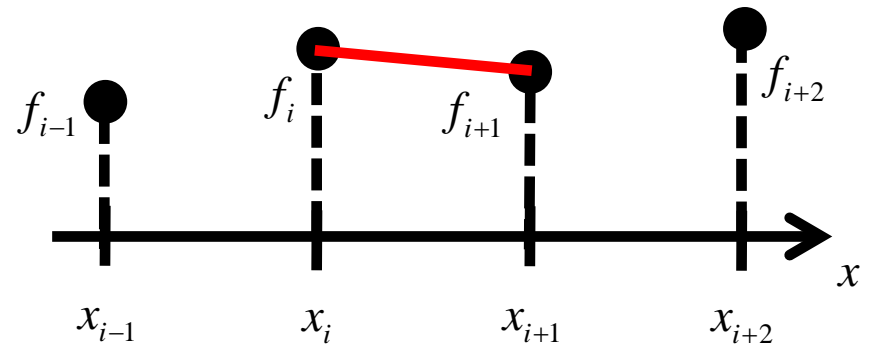
- ・ ジャイロ運動論方程式は、数値計算の観点からは、**いかに保存型移流(拡散)方程式を解くかに**帰着される

$$\text{Ex. } \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \rightarrow \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i = -u \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_i$$

$$F_i(x) = a(x - x_i) + b$$

1次精度風上差分スキーム

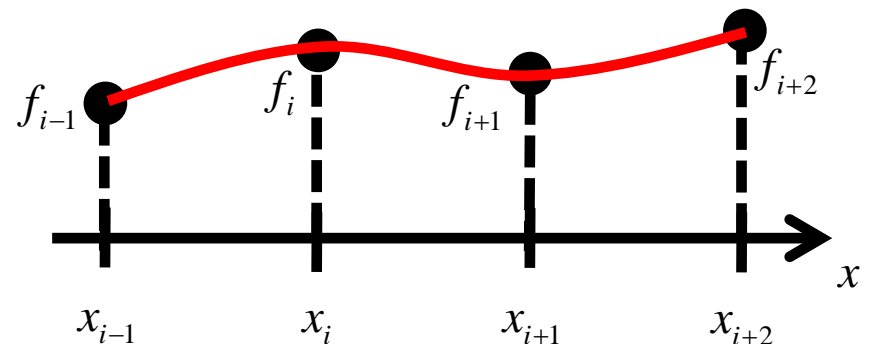
$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i &= -u \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_i \cong -u \frac{\partial F_i(x)}{\partial x} \Big|_{x=x_i} \\ &= -ua = -u \frac{f_{i+1} - f_i}{\Delta x} \end{aligned}$$



3次精度風上差分スキーム

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i &= -u \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_i \cong -u \frac{\partial F_i(x)}{\partial x} \Big|_{x=x_i} \\ &= -ue = -u \frac{-f_{i+2} + 6f_{i+1} - 3f_i - 2f_{i-1}}{\Delta x} \end{aligned}$$

$$F_i(x) = c(x - x_i)^3 + d(x - x_i)^2 + e(x - x_i) + g$$



保存型IDO法

[Y. Imai, *et.al.*, J. Comput. Phys. **227**, 2263 (2008)]

[K. Imadera, *et.al.*, J. Comput. Phys. **228** 8919 (2009)]

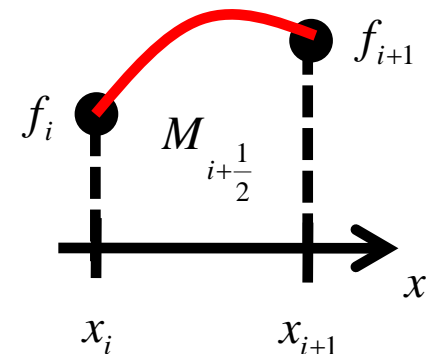
$$\text{独立変数: } \begin{cases} f_i = f(x_i) \\ M_{i+1/2} = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_i}^{x_{i+1}} f(x) dx \end{cases}$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i = -u \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{x=x_i} \cong -u \frac{\partial F_i(x)}{\partial x} \Big|_{x=x_i} = -u \frac{-4f_i - 2f_{i+1} + 6M_{i+1/2}}{\Delta x}$$

$$\left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{i+1/2} = -u \frac{1}{\Delta x} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{\partial f}{\partial x} dx = -u \frac{f_{i+1} - f_i}{\Delta x} \longrightarrow \sum_i \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{i+1/2} = 0$$

$$F_i(x) = a(x - x_i)^2 + b(x - x_i) + c$$

- ・ グリッド値だけでなく、**グリッド間の積分値**も独立変数として、時間発展させる
- ・ 積分値を有限体積法的に時間発展させるので、**全空間の積分値の和は厳密に保存**



多重拘束マルチモーメント法

[T. Kawano, K. Imadera, *et.al.*, Plasma and Fusion Res. 6, 2401097 (2011).]

$$\text{独立変数: } \begin{cases} f_i = f(x_i) \\ {}^m M_{i+1/2} = \frac{1}{m!(\Delta x)^{m+1}} \int_{x_i}^{x_{i+1}} (x - x_i)^m f(x) dx \quad (m = 0, 1, 2) \end{cases}$$

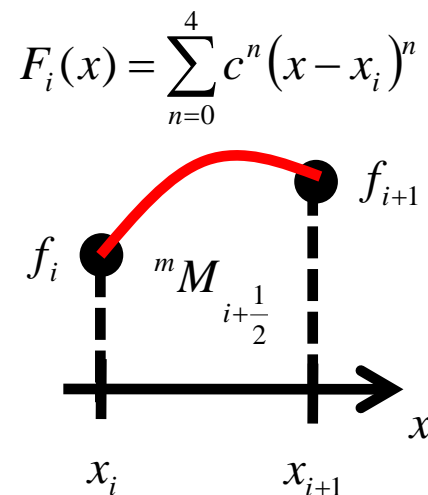
$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i = -u \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{x=x_i} \cong -u \frac{\partial F_i(x)}{\partial x} \Big|_{x=x_i} = -u \frac{-16f_i - 4f_{i+1} + 120 {}^0 M_{i+1/2} - 480 {}^1 M_{i+1/2} + 210 {}^2 M_{i+1/2}}{\Delta x}$$

$${}^0 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{i+1/2} = -u \frac{f_{i+1} - f_i}{\Delta x} \longrightarrow \sum_i {}^0 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{i+1/2} = 0$$

$${}^1 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{i+1/2} = -u \frac{f_{i+1} - {}^0 M_{i+1/2}}{\Delta x}$$

$${}^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{i+1/2} = -u \frac{f_{i+1} - {}^1 M_{i+1/2}}{\Delta x}$$

- グリッド値だけでなく、**グリッド間のモーメント値 (0次、1次、2次)** も独立変数として、時間発展させる



差分スキームのまとめ

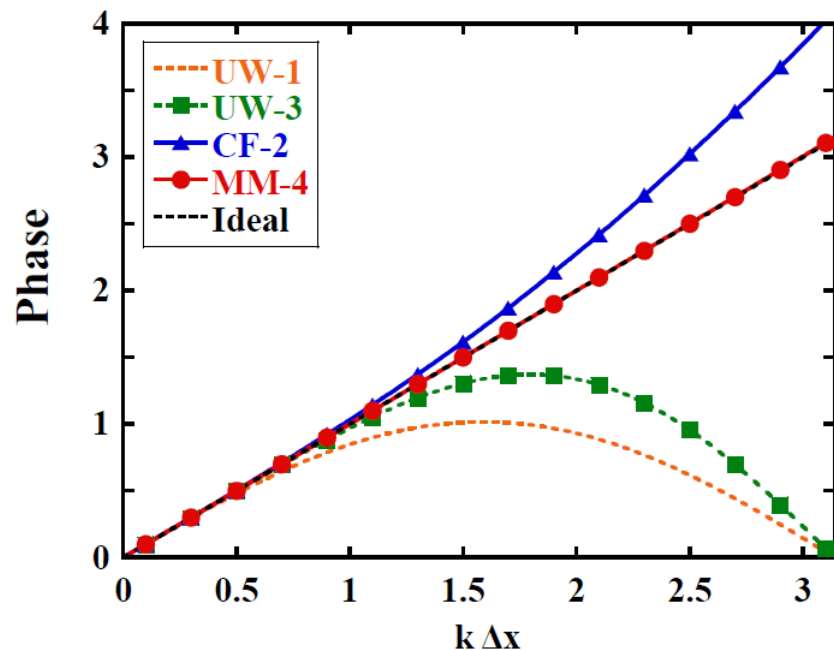
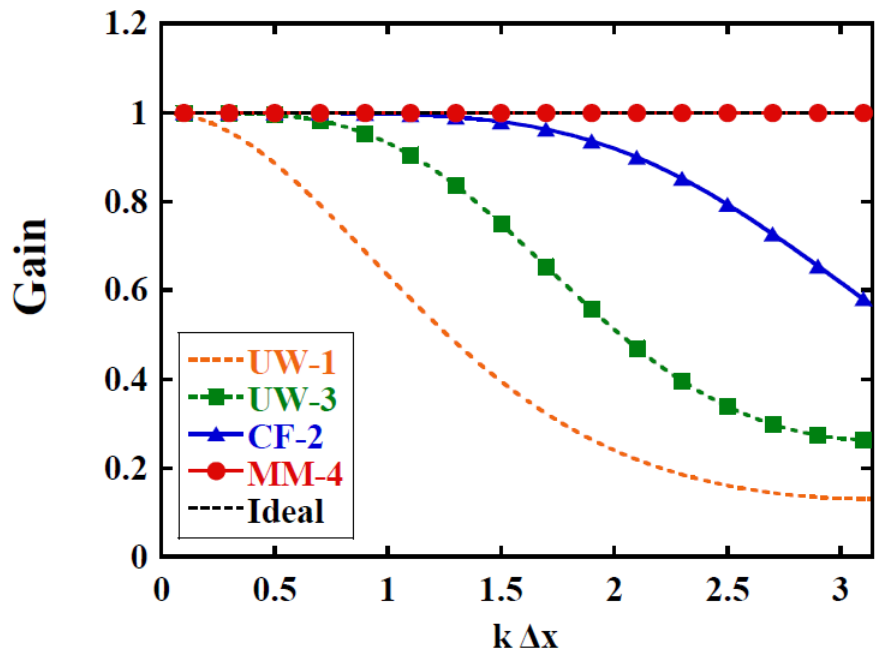
[T. Kawano, K. Imadera, *et.al.*, Plasma and Fusion Res. 6, 2401097 (2011).]

	従来の差分概念	保存型IDO法の概念	多重拘束マルチモーメント概念
独立変数	グリッド値のみ	グリッド値とグリッド間積分値	グリッド値と グリッド間 m 次モーメント値
支配方程式の本数	1本	2本	$(m+2)$ 本
急峻な構造の捕捉	<p>3次精度の場合</p> <p>f_j:グリッド値</p>	<p>2次精度の場合</p> <p>$\rho_{i+1/2}$:グリッド間積分値</p>	<p>4次精度の場合</p> <p>${}^m M_{i+1/2}$ ($m = 0, 1, 2$)</p> <p>${}^m M_{i+1/2}$:グリッド間m次モーメント値</p>

ベンチマークテスト – フーリエ解析 –

$$\frac{f^n(k)}{f^0(k)} = |g_n(k\Delta x)| \exp[i\theta_n(k\Delta x)]$$

{ Gain : $|g_n(k\Delta x)|^{1/Cn}$ \longrightarrow ある波数の波の振幅が誤差でどの程度減衰するか
Phase : $\theta_n(k\Delta x) / Cn$ \longrightarrow ある波数の波の位相が誤差でどの程度ずれるか

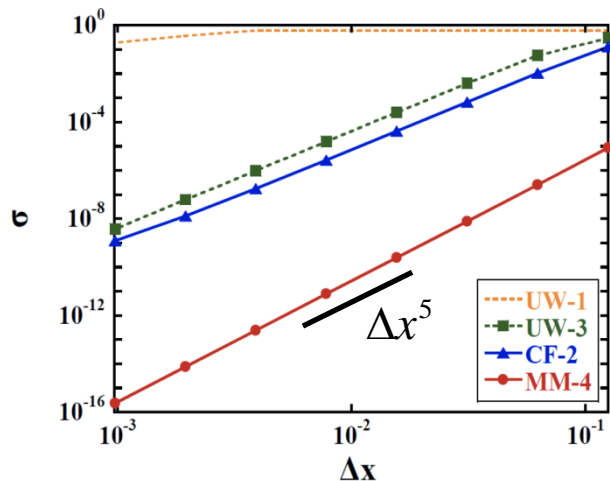


- Gainの誤差 (=数値散逸) やPhaseの誤差 (=数値分散) が、メッシュサイズまで十分抑えられている

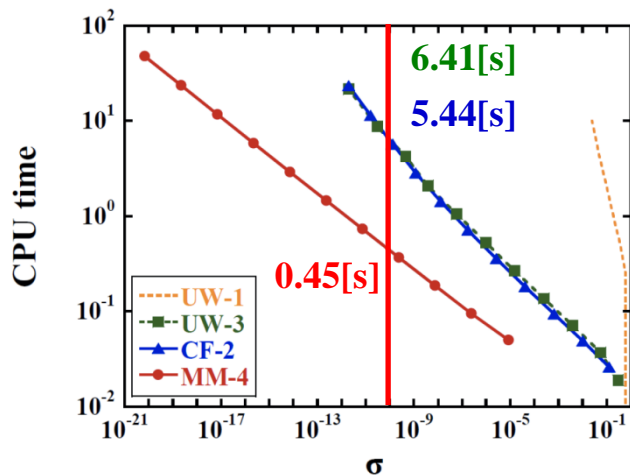
ベンチマークテスト – 実空間移流シミュレーション –

実空間1次元正弦波伝搬計算

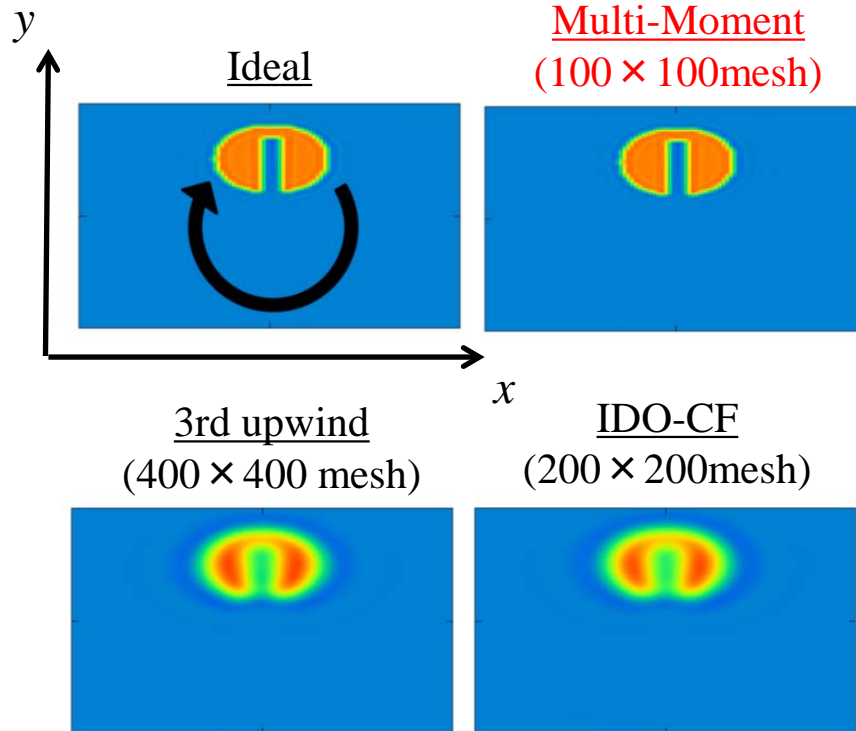
メッシュサイズと誤差の関係



誤差と計算時間の関係



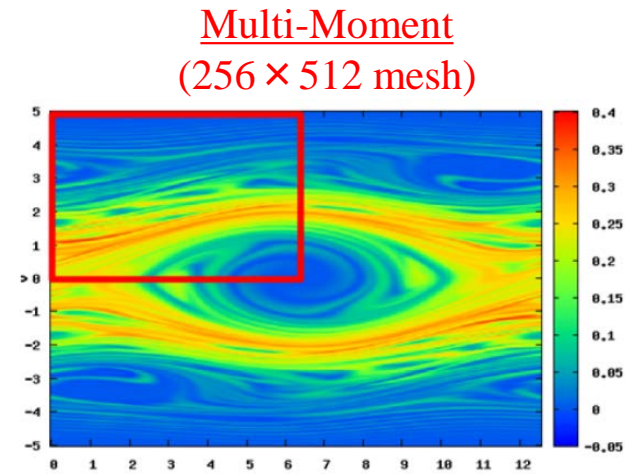
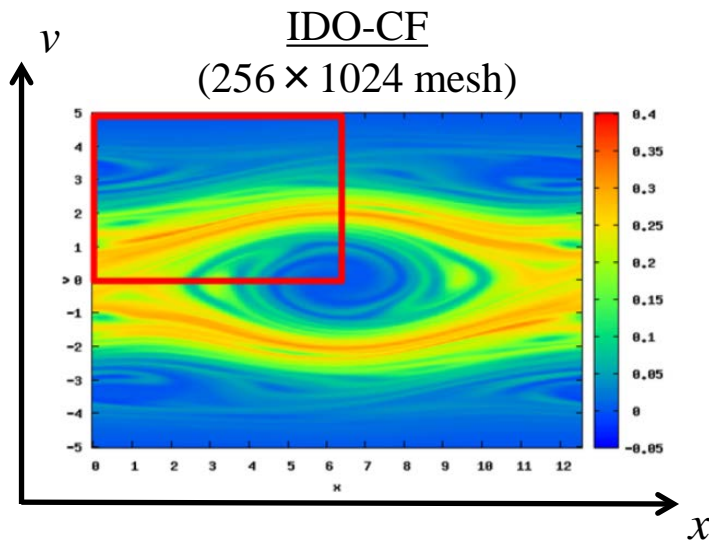
実空間2次元剛体回転計算



- 補間精度は5次
- 同じメモリ量にするために、16分の1のメッシュ数を使用しても、最も精度よくプロファイルを維持

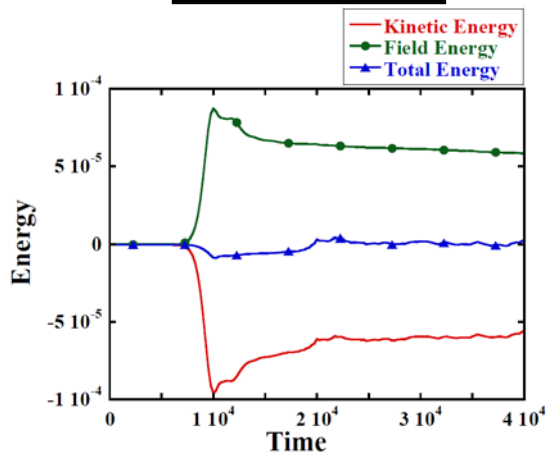
ベンチマークテスト – Vlasovシミュレーション –

位相空間2次元(x-v)Vlasovシミュレーション



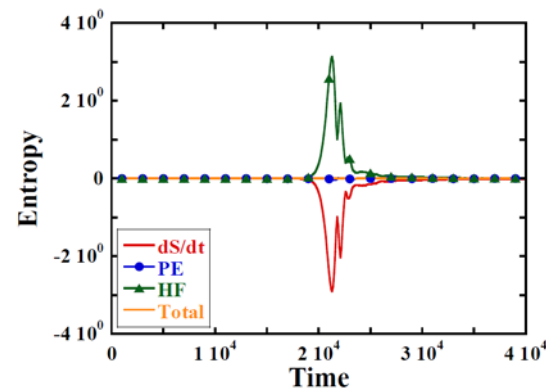
位相空間5次元ジャイロ運動論的Vlasovシミュレーション

エネルギー



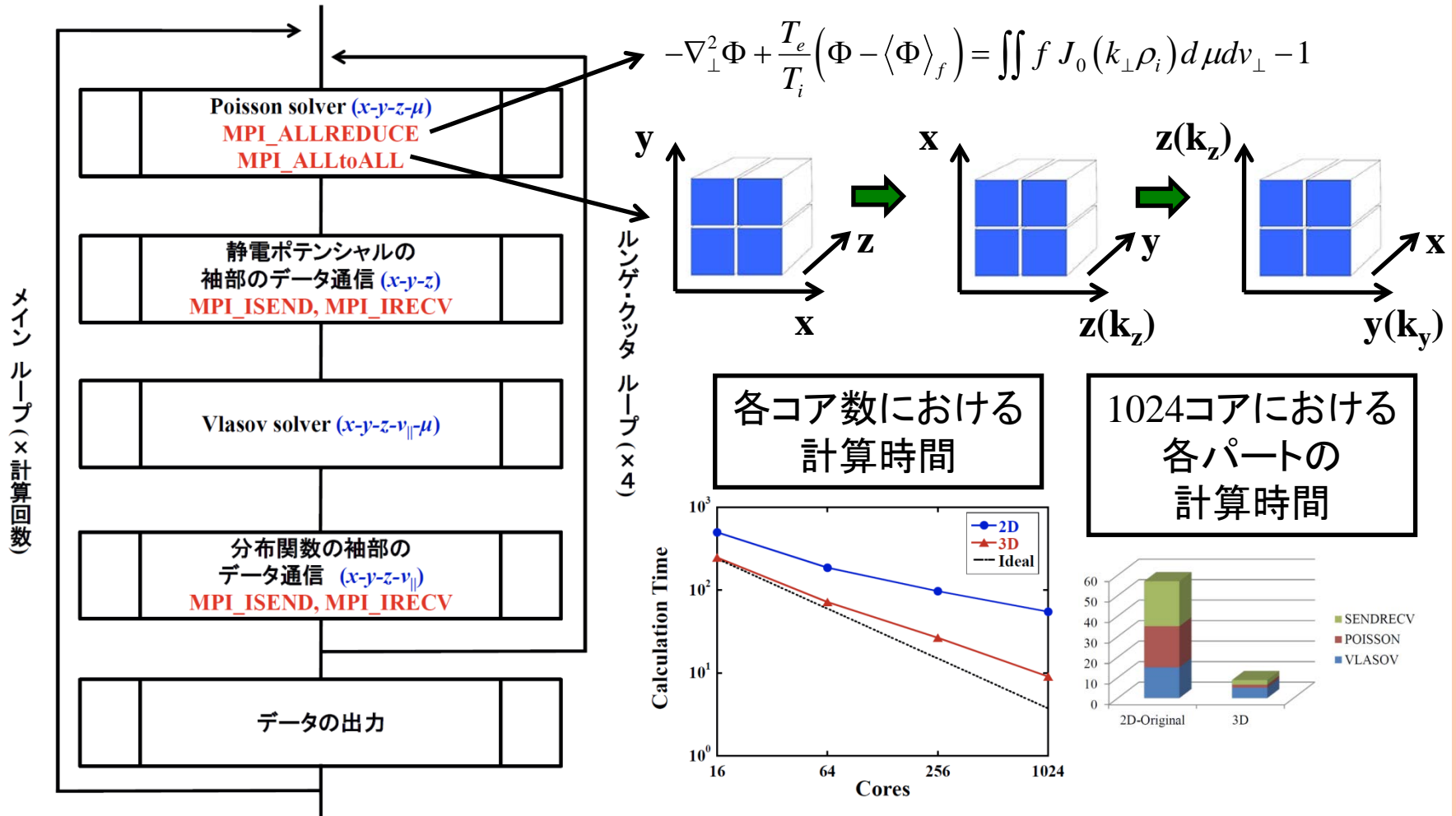
Error: 1.8%

エントロピー



Error: 0.0001%

ジャイロ運動論 Vlasovコードの並列化



- 3次元($x-y-\mu$)領域分割法を用いることで、スケーリングは**リニア**な伸長傾向

余談：計算機環境について

New system at Kyoto Univ. (From 2012.5~)

Core	Peak Performance	20.8 [Gflops]
Node	Number of Core	16 [Core]
	Peak Performance	332.8 [Gflops]
	Memory	64 [GB]
Total	Number of Node	601 [Node]
	Peak Performance	242.5 [Tflops]
	Memory	38 [TB]

Helios at CSC (From 2012.4~)

Core	Peak Performance	15.4 [Gflops]
Node	Number of Core	16 [Core]
	Peak Performance	245.7 [Gflops]
	Memory	58 [GB]
Total	Number of Node	4410 [Node]
	Peak Performance	1.30 [Pflops]
	Memory	256 [TB]

典型的な5次元シミュレーション

$128^3 \times 64 \times 16 \sim 80[\text{GB}]$

$1024[\text{core}](64[\text{node}]) \times 12[\text{h}] \sim 750[\text{node h}]$

参考：Personal work stationの性能

2002: 32bit-Linux, Xeon(2[core]), 2[GB](DDR2, 512[MB] × 4)

2006: 32bit-Linux, Xeon(8[core]), 8[GB](DDR2, 2[GB] × 4)

2010: 64bit-Linux, Xeon(12[core]), 48[GB](DDR3, 4[GB] × 12)

様々な計算スキームとの比較

Splitting法(時間)+Spline補間(空間) [C.Z. Cheng, *et.al.*, J. Comput. Phys., 22, 330 (1976).]

- ・陽的シンプレクティック積分の一種
- ・ハミルトニアンの各項が一種の変数に依存している必要がある

Euler法(時間)+Fourier補間

- ・周期境界である限り、極めて精度は高い
- ・大規模並列化が難しい、大域モデルでの適用に工夫が必要

Euler法(時間)+TVD保障型スキーム(Godnov, ENO, WENO)

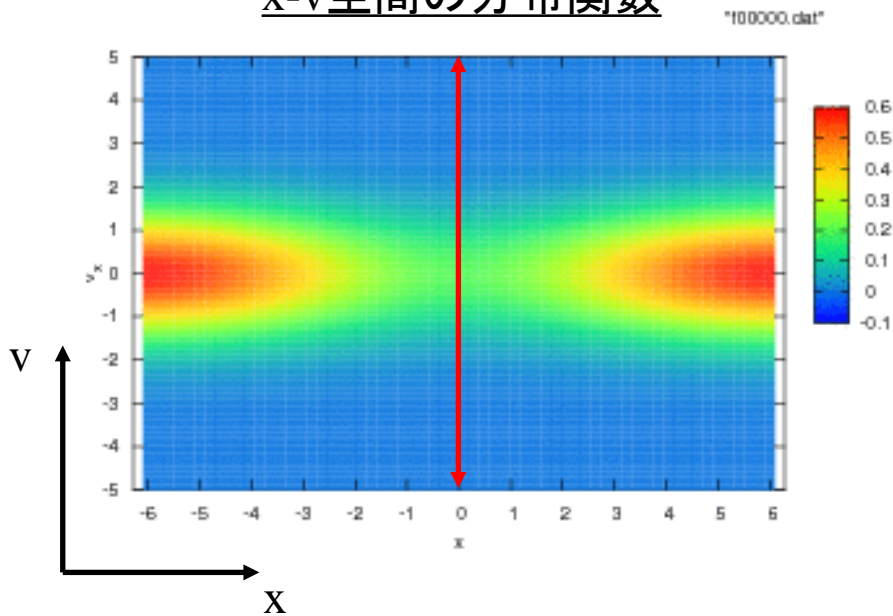
- ・数値振動が生じないため、分布関数の正值性が保証
- ・数値散逸が大きく高精度化が必須、計算コストが高い

Euler法(時間)+マルチモーメントスキーム

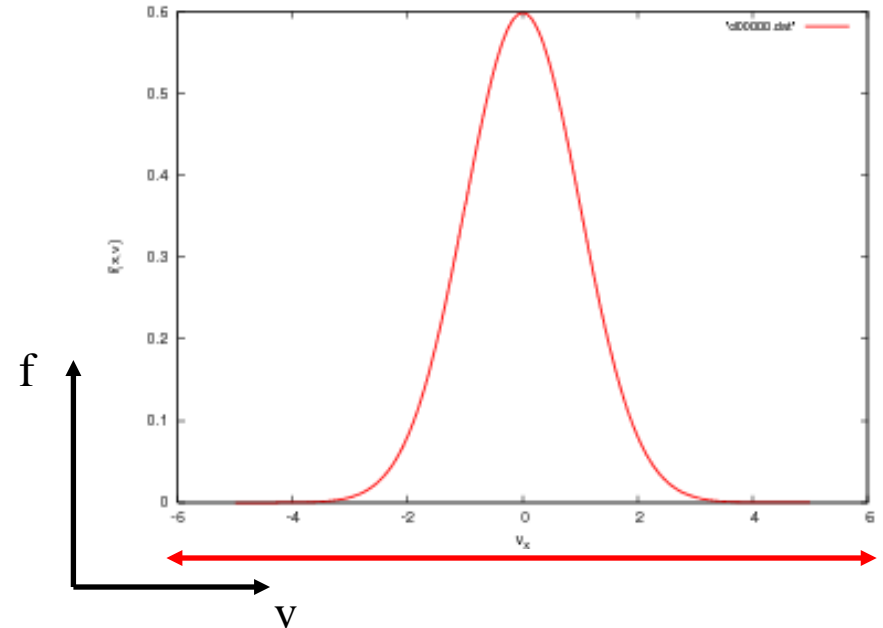
- ・数値散逸、数値振動を極めて低く抑えられる
- ・独立変数が多いため、実空間への適用が面倒

速度空間の解像度の重要性 (1)

x-v空間の分布関数



x=0における分布関数の断面図

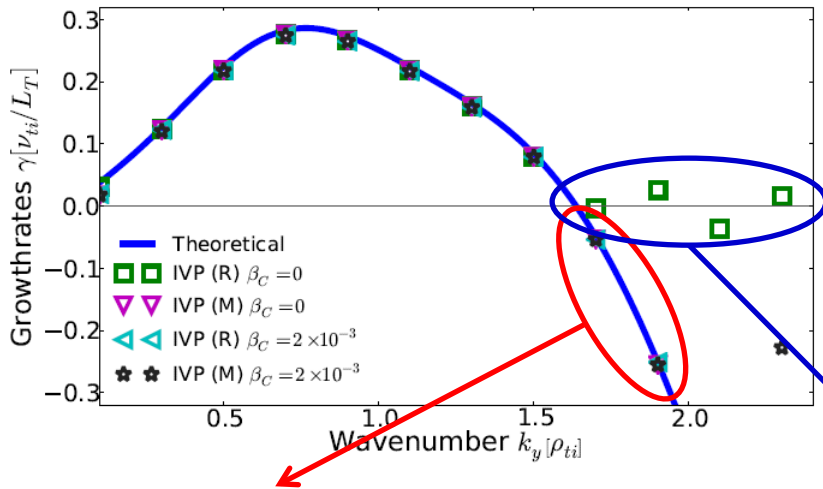


- 粒子運動により分布関数が引きのばされ、**速度方向に短波長の振動が発生する** (ballisticモード)

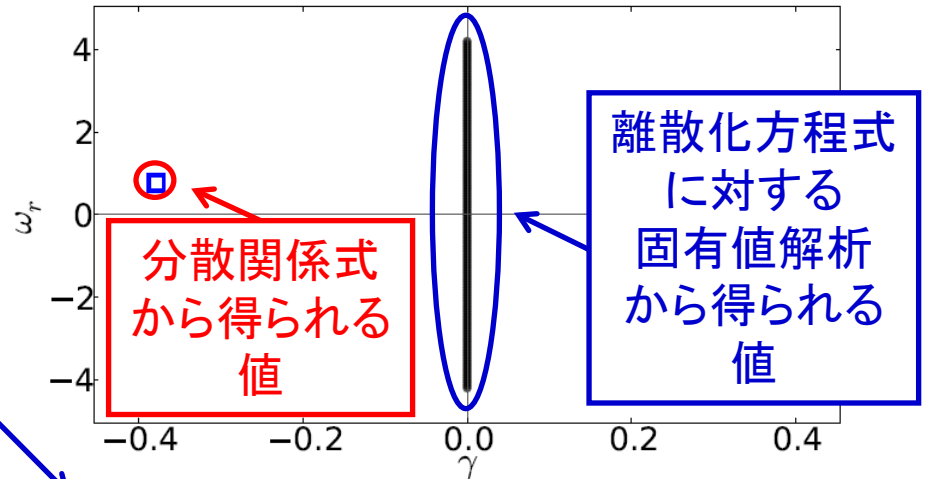
速度空間の解像度の重要性 (2)

[P. Hilscher, K. Imadera, *et. al.*, to be submitted.]

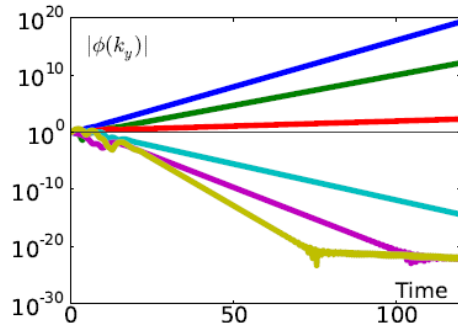
成長率 (理論・初期値問題)



$k_y=2.2$ に対する固有値 (理論・固有値解析)

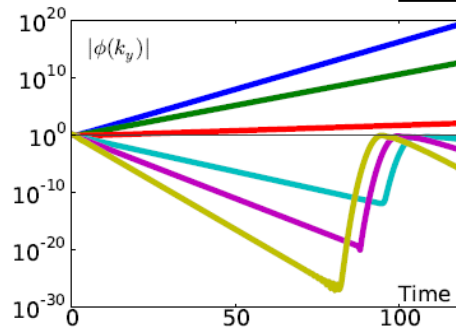


with collision

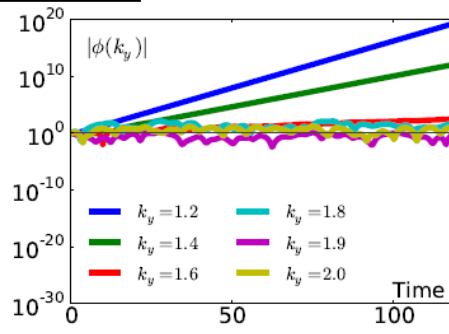


(b) Maxwellian

w/o collision



(a) Random

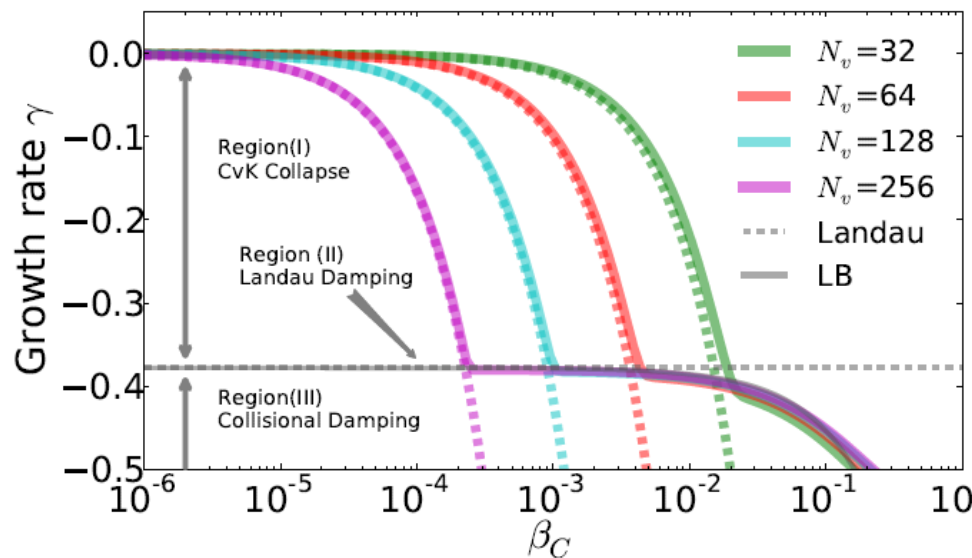


- 離散化方程式に対する固有値解析から、衝突項を含まない場合、減衰モードが再現されない

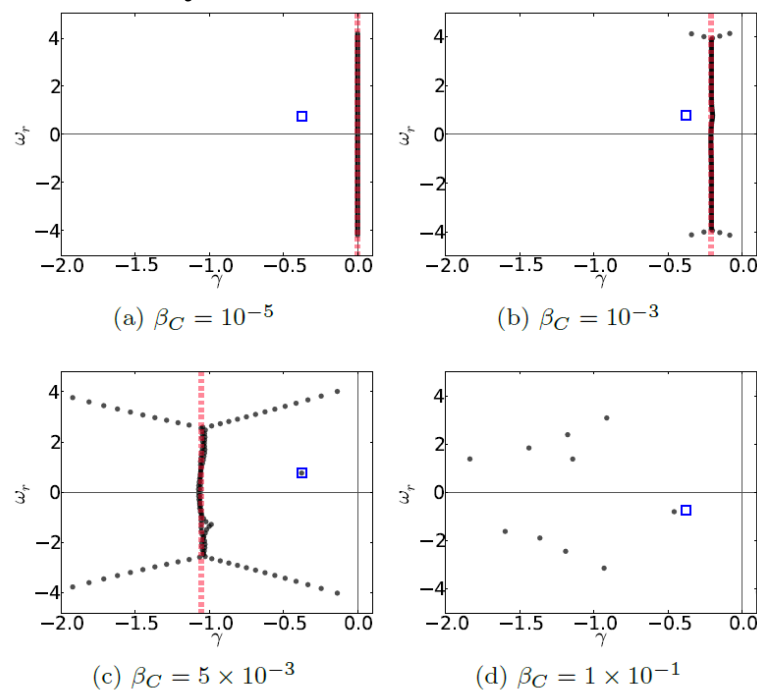
速度空間の解像度の重要性 (3)

[P. Hilscher, K. Imadera, *et. al.*, to be submitted.]

衝突周波数と減衰率の関係



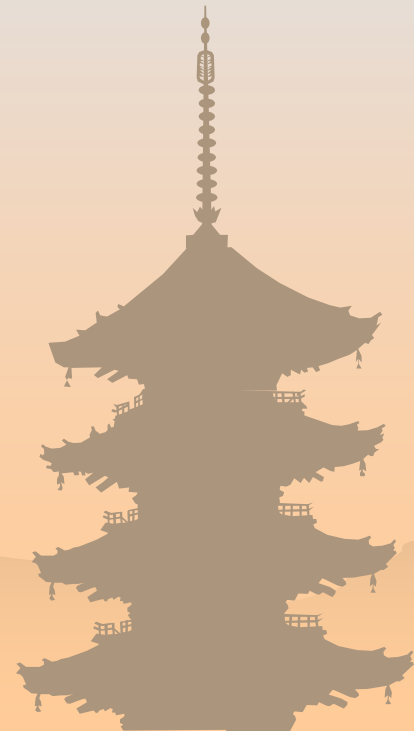
$ky=2.2$ に対する固有値



- 衝突周波数を大きくすると、CvKモードの減衰率が大きくなり、理論値を超えると、減衰モードが再現される
- CvKモードの減衰率の変化速度は解像度に依存**
(理論ではその変化速度が無限大) [C. S. Ng, *et. al.*, Phys. Rev. Lett., **83**, 1974 (1999).]



3. 熱源駆動型乱流の シミュレーション

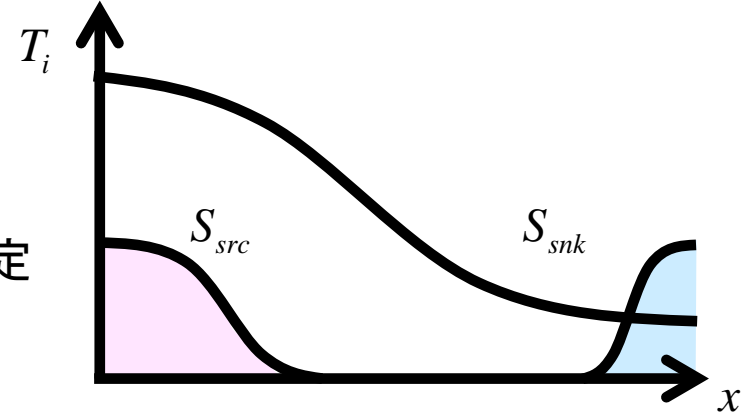


開放系ITG乱流シミュレーション - 1

計算条件

- ・ 実空間3次元 ($x-y-z$) + 速度空間2次元 ($v_{\parallel}-\mu$)
- ・ 磁気シアのある静電スラブ配位
- ・ 内側から熱を入力し、外側の境界で分布関数を固定

規格化支配方程式



$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial f_i}{\partial t} - \frac{\partial \langle \Phi \rangle_{\varphi}}{\partial y} \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{\partial \langle \Phi \rangle_{\varphi}}{\partial x} \frac{\partial f_i}{\partial y} + v_{\parallel} \left(s_x \frac{\partial f_i}{\partial y} + \frac{\partial f_i}{\partial z} \right) - \left(s_x \frac{\partial \langle \Phi \rangle_{\varphi}}{\partial y} + \frac{\partial \langle \Phi \rangle_{\varphi}}{\partial z} \right) \frac{\partial f_i}{\partial v_{\parallel}} &= C_{coll} + \underline{S_{src} + S_{snk}} \\ \left[1 - \Gamma_0(k_{\perp}^2 \rho^2) \right] \Phi + \frac{T_e}{T_i} \Phi = \iint f_i J_0(k_{\perp} \rho) dv_{\parallel} d\mu - 1, \quad \langle \Phi \rangle_{\varphi} = \sum_{\mathbf{k}} \Phi(\mathbf{k}) J_0(k_{\perp} \rho) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \right.$$

$$\left(\frac{x}{\rho_{ii}}, \frac{y}{\rho_{ii}}, \frac{z}{\rho_{ii}}, \frac{v_{\parallel}}{v_{thi}}, \Omega_i t \right) \mapsto (x, y, z, v_{\parallel}, t), \quad \left(\frac{v_{thi}}{n_0} f, \frac{e\varphi}{T_i} \right) \mapsto (f, \varphi), \quad v_{th} = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}}, \quad \Omega_i = \frac{eB_0}{m_i c}, \quad \rho_{ii} = \frac{v_{thi}}{\Omega_i}$$

$$S_{src} = A_{src}(x) \tau_{src}^{-1} \left\{ f_M(2\bar{T}_0) - f_M(\bar{T}_0) \right\}$$

$$S_{snk} = -A_{snk}(x) \tau_{snk}^{-1} \left\{ f(t) - f(t=0) \right\}$$

$$C(f) = C_T(f) + P f_M, \quad P = -[aF(x) + bG(x)\xi + cH(x)]$$

$$C_T(f) = \beta_c \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \left(\frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} + v_{\parallel} f \right)$$

開放系ITG乱流シミュレーション - 2

ソルバー・境界条件・並列化

Vlasovソルバー: 有限差分($x-y-z$) + マルチモーメント法(v_{\parallel})

Poissonソルバー: 有限差分法・LU分解(x) + FFT($y-z$)

速度空間の積分: 矩形(v_{\parallel}) + Gauss-Legendre(μ)

境界条件: 周期境界($y-z$) + 固定境界($x-v_{\parallel}$)

並列化: 3次元領域分割($x-y-\mu$) MPI並列

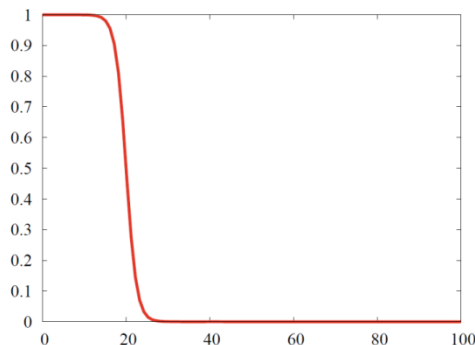
パラメーター

$$(L_x, L_y, L_z, L_{v_{\parallel}}, L_{v_{\perp}}) = (100, 20\pi, 2000\pi, 16, 8)$$

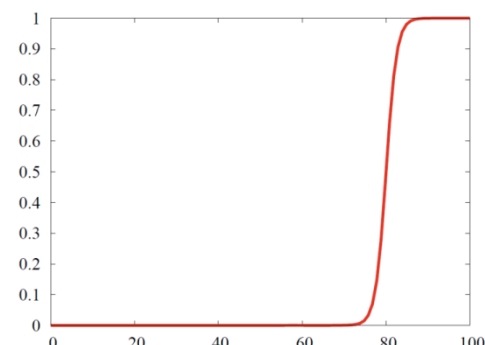
$$(N_x, N_y, N_z, N_{v_{\parallel}}, N_{v_{\perp}}) = (256, 128, 64, 64, 32)$$

$$(L_{Ti}, L_n, \hat{s}) = (40, 100, 0.2), (\tau_{src}^{-1}, \tau_{snk}^{-1}, \beta_c) = (10^{-6}, 10^{-4}, 10^{-4})$$

$A_{src}(x)$

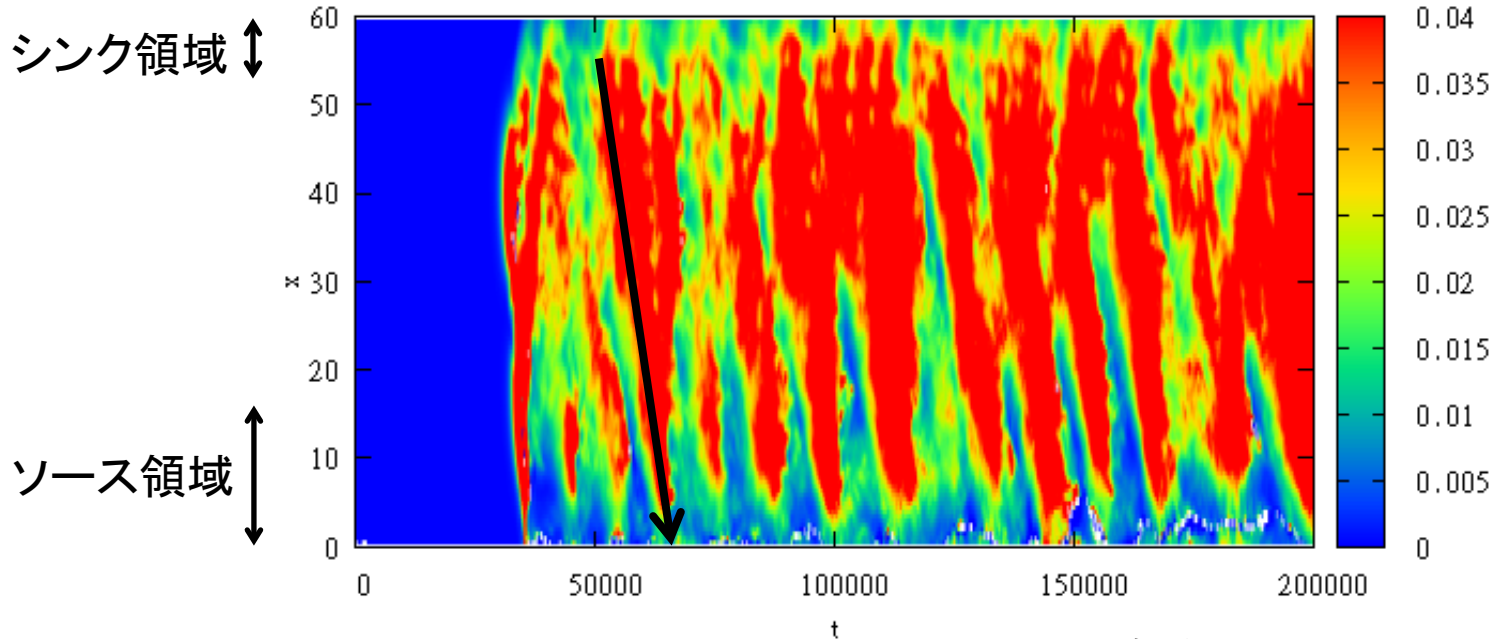


$A_{snk}(x)$



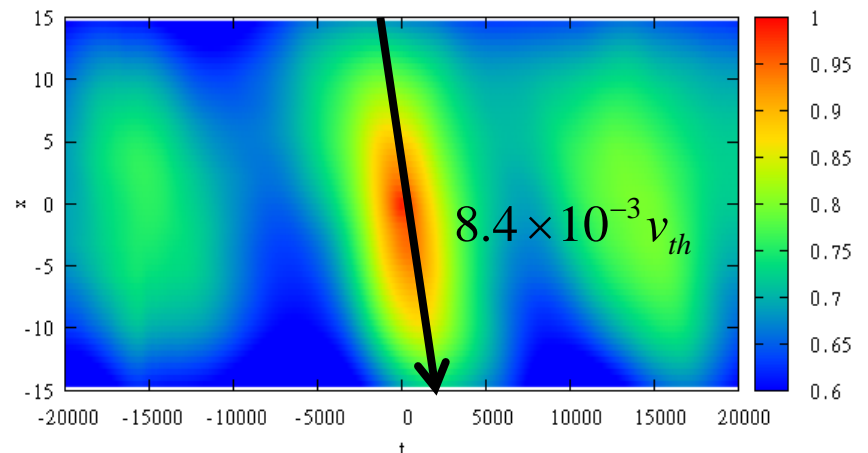
イオン熱輸送係数の空間伝播 (1)

イオン熱輸送係数の空間-時間発展

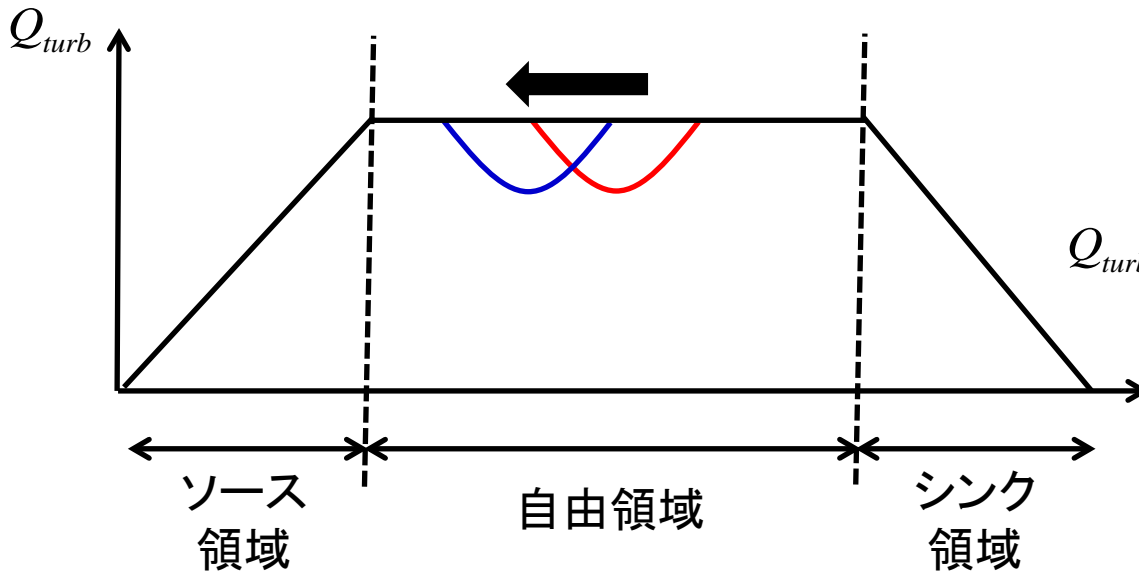


- ・ 熱輸送係数が周辺部から中心部に向けて非拡散的に伝播
- ・ そのような非拡散的な伝播距離 ($\sim 15\rho_i$) は乱流の相関長 ($\sim 3\rho_i$) と比較して、十分に長い。

イオン熱輸送係数の自己相関関数



イオン熱輸送係数の空間伝播 (2)



$$\partial_t T + \nabla \cdot Q = P_{in}$$

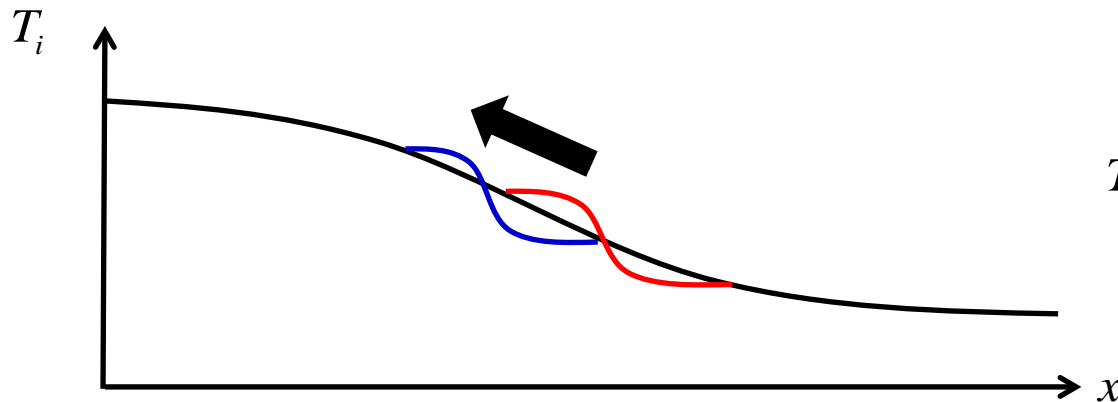
0
+
+

$$\partial_t T + \nabla \cdot Q = 0$$

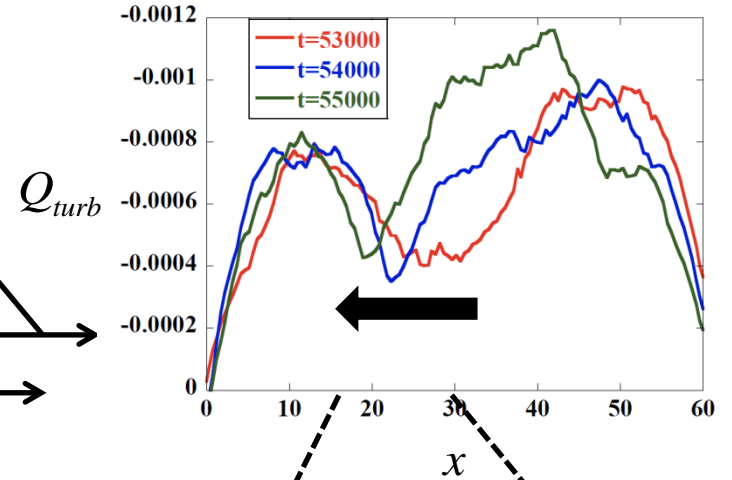
0
0

$$\partial_t T + \nabla \cdot Q = P_{out}$$

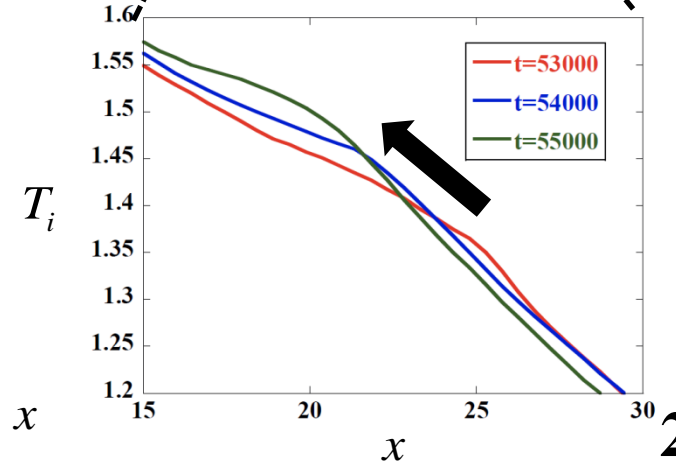
0
-
-



熱流束の半径分布

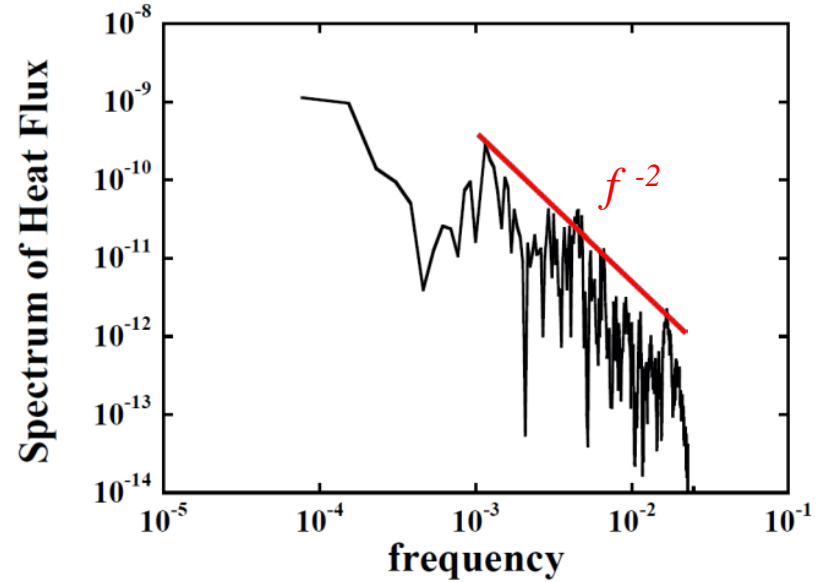
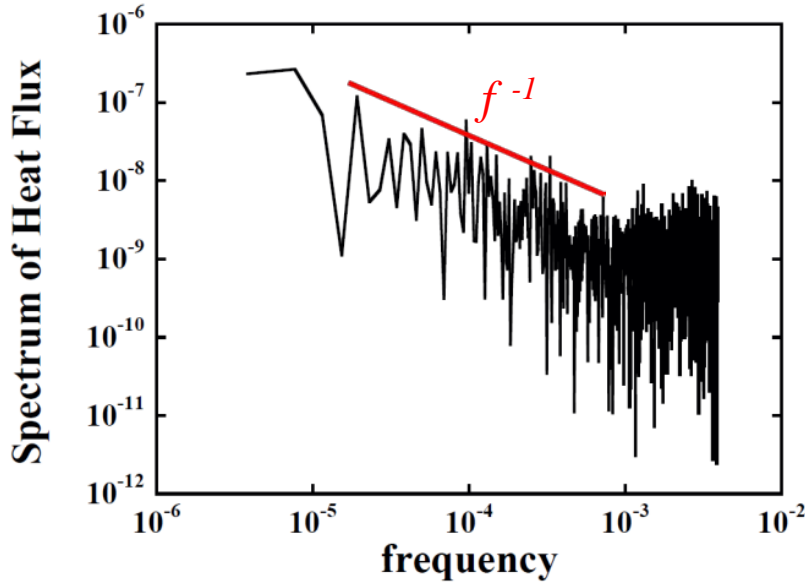


温度の半径分布



幅広い周波数領域における輸送現象

熱流束の周波数スペクトル(左:開放系, 右:孤立系[参考])

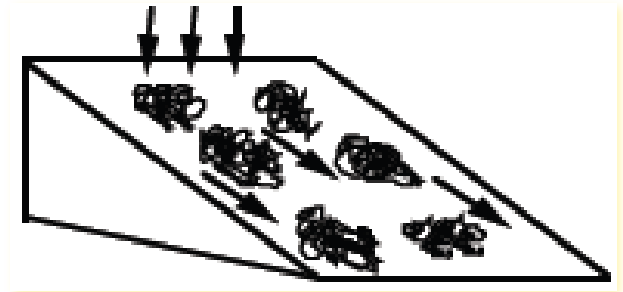


- ・ 孤立系に較べて、幅広い周波数領域で輸送が起きている
→ 臨界輸送で頻繁にみられる現象

Ex.

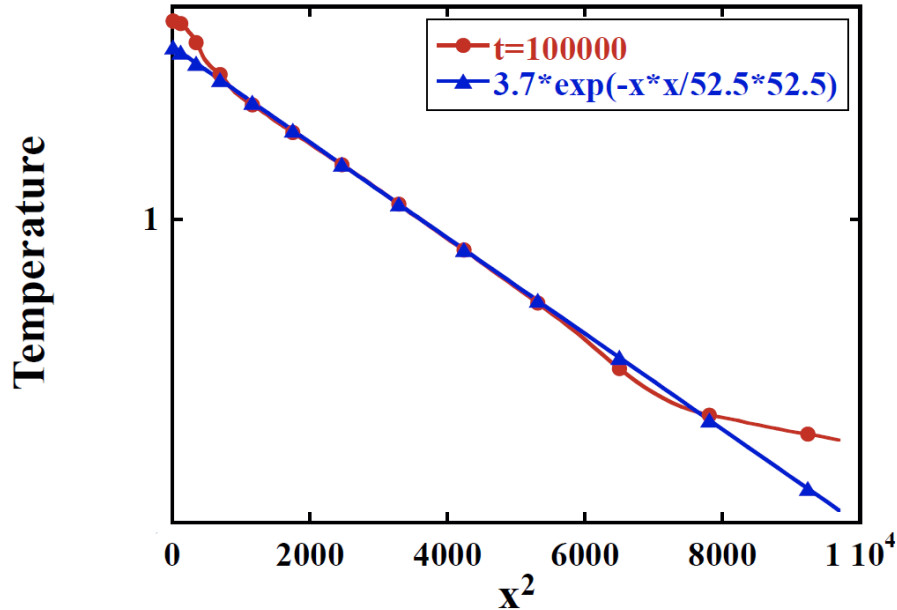
砂山での輸送現象 [P. Bak, et.al., Phys. Rev. Lett., 59, 381 (1987)]

地震の頻度(ゲーテンベルグ・リヒター則)



分布緩和の自己相似性

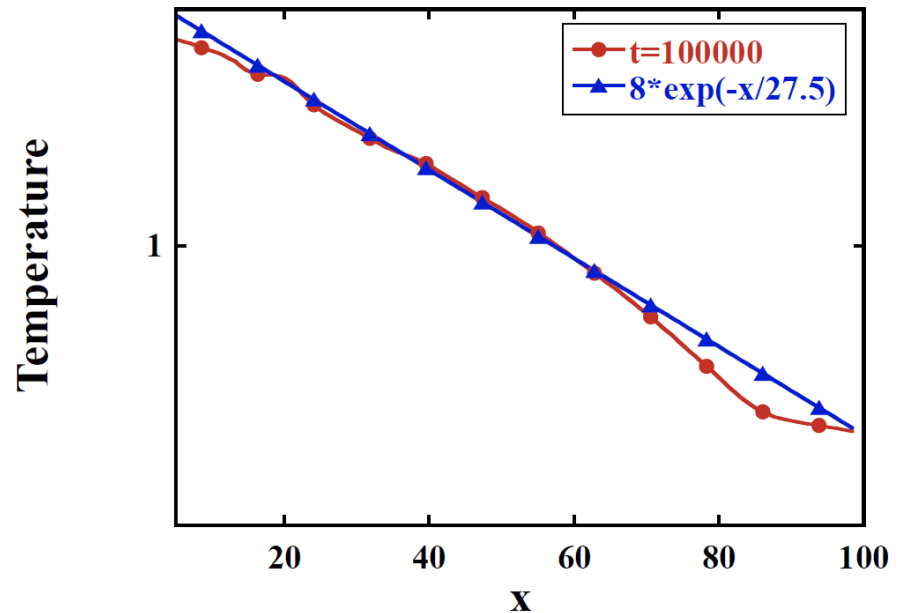
$$n_0(t=0) = \bar{n}_0 \exp\left(-\frac{x^2}{L_n^2}\right), L_n = 100\rho_{ti}$$



$$\eta_i = \frac{d \ln T_i}{d \ln n_0} = \text{const} \longrightarrow$$

$$T_i(t) = \bar{T}_i \exp\left(-\frac{x^2}{52.5^2}\right) \longrightarrow \eta_i \sim 3.63$$

$$n_0(t=0) = \bar{n}_0 \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right), L_n = 100\rho_{ti}$$



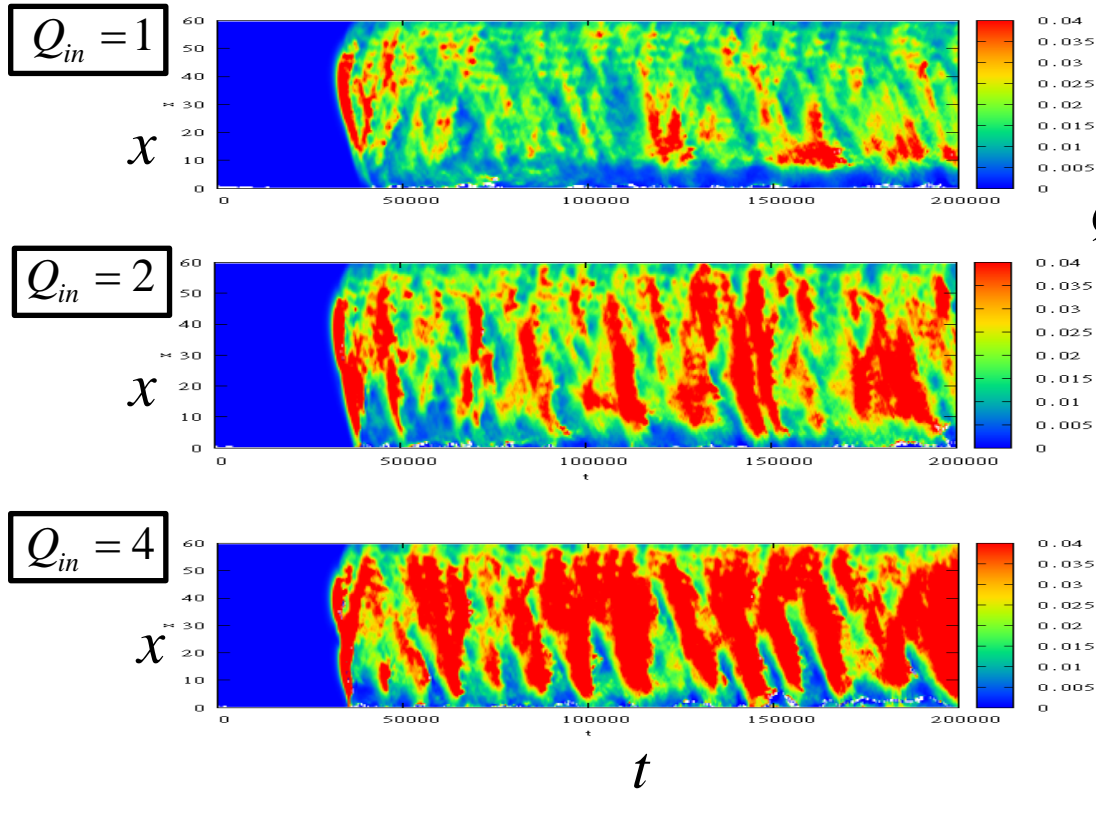
$$\eta_i = \frac{d \ln T_i}{d \ln n_0} = \text{const} \longrightarrow$$

$$T_i(t) = \bar{T}_i \exp\left(-\frac{x}{27.5}\right) \longrightarrow \eta_i \sim 3.64$$

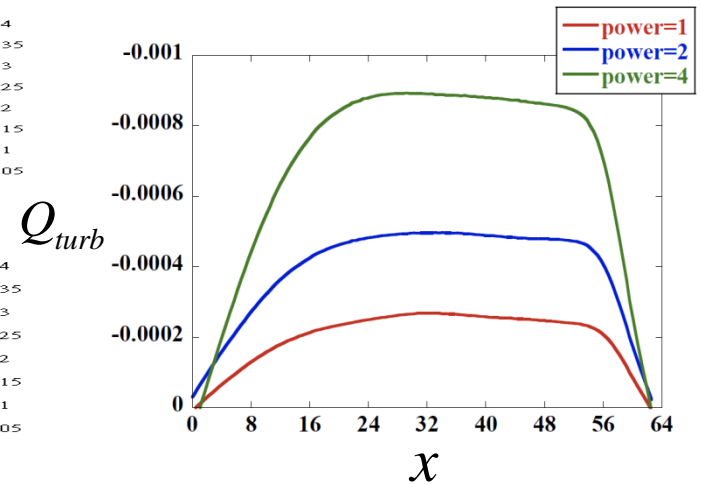
- 密度分布の関数形状と同じ温度分布が形成される
 $\rightarrow \eta_i$ mode

パワースキャン (1)

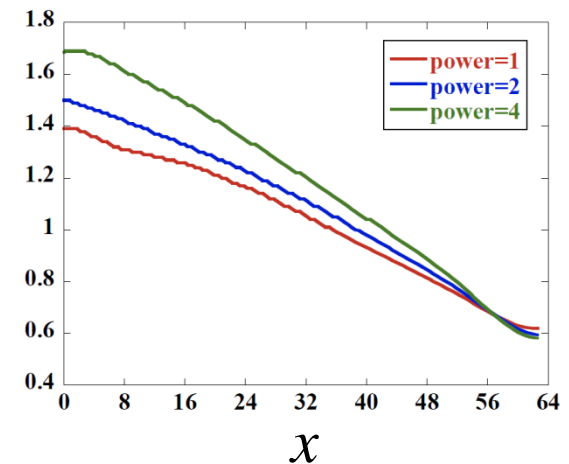
イオン熱輸送係数の空間-時間発展



熱流束の半径分布



温度の半径分布

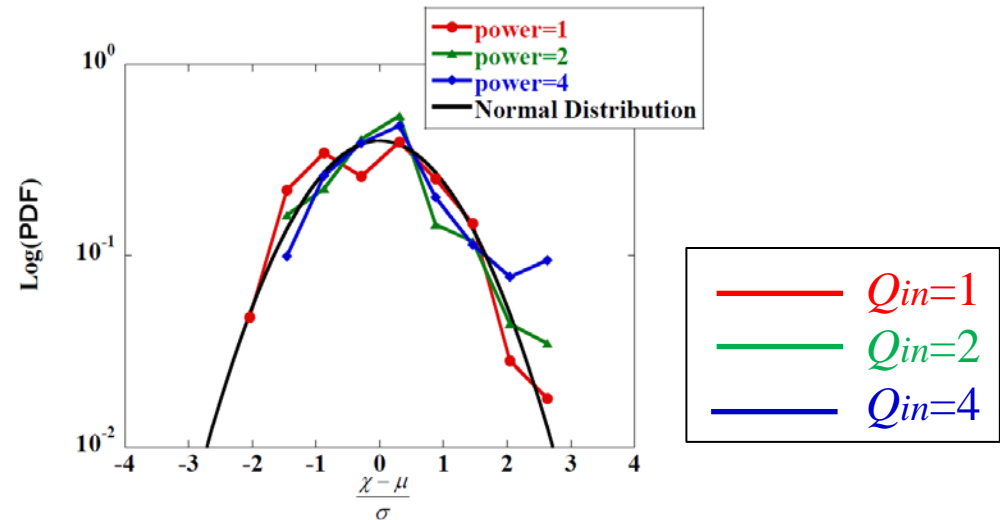
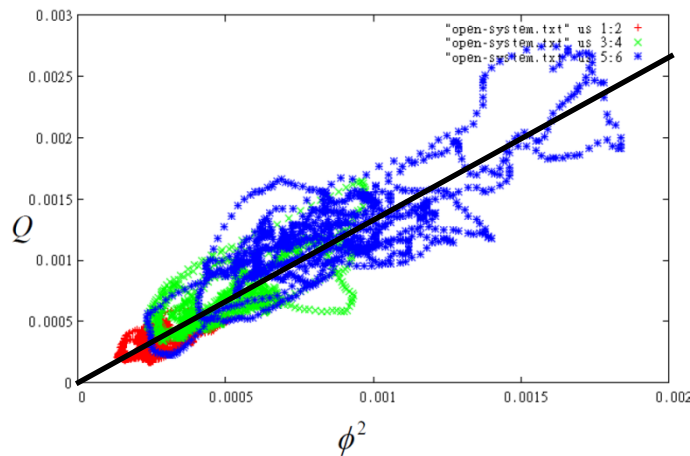


- 外部からの熱の入出力に比例して乱流輸送は大きくなるが、**温度分布は大きく変化しない** ($Q_{turb} \times 4 \mapsto T + 35\%$)

パワースキャン (2)

イオン熱輸送係数の確率密度分布

揺動の2乗と熱流束の関係

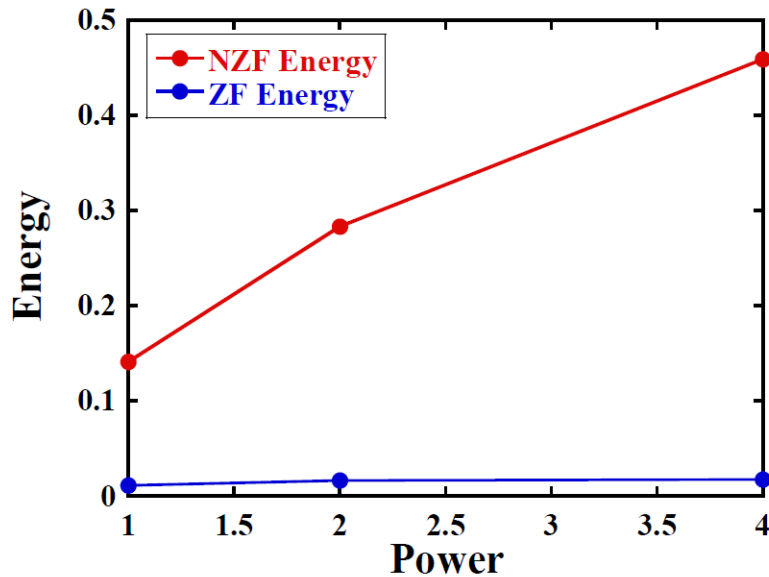


- ・ 静電ポテンシャル揺動の2乗と熱流束 ($Q_{turb} \equiv \partial_y \phi \delta T$) に相関があることから、乱流輸送の増加は、**温度揺動と静電ポテンシャル揺動の振幅が共に増加した結果**であり、位相は熱の入力値に大きく拠らない
- ・ 入力値を増加させると**正規分布から外れた非散逸成分**が現れ、突発的な輸送がより起きる

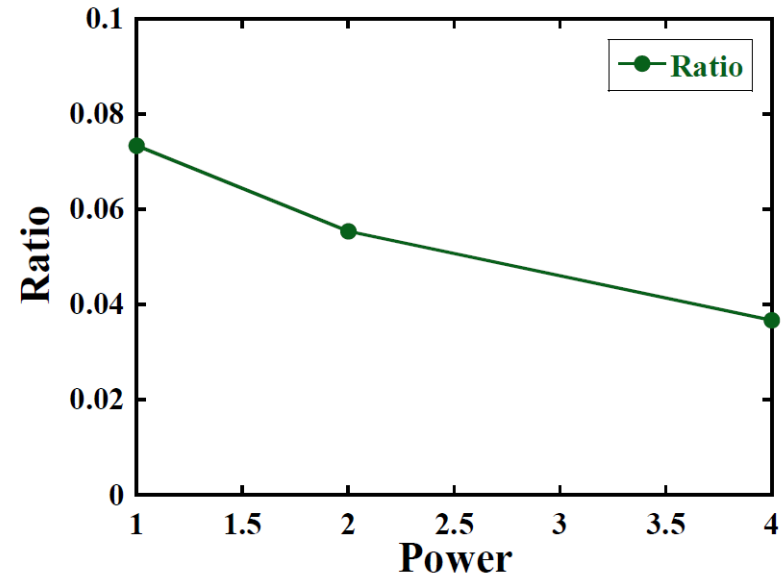
パワースキャン (3)

$$Ratio = \frac{E_{ZF}}{E_{ZF} + E_{NZF}}$$

パワーに対する
各エネルギーの変化



パワーに対する
帯状エネルギーの配分率の変化



- ・ 入力値を増加させても**帯状流のエネルギーは増加せず、全体のエネルギーに対する配分率が相対的に下がる**
→ 帯状流が各空間点で生成される時間と比較して、熱輸送がより早い時間スケールで起こることが原因であると推測される



4. まとめ



まとめ (1)

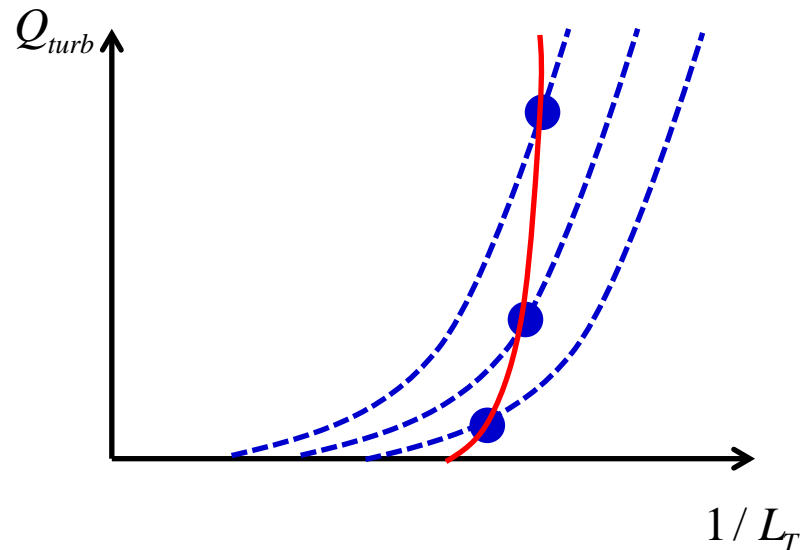
グローバルジャイロ運動論Vlasovコードの開発

- ・ 数値散逸、数値拡散を大幅に抑えられる**マルチモーメント法を新たに開発**し、複数のベンチマークテストからその有効性を明らかにした。
- ・ 温度分布が変化する**グローバルジャイロ運動論コードに適用**し、十分な保存性、並列化効率を確保した。
 1. 空間微分の計算精度 → **(原則)5次精度**
 2. 時間微分の計算精度 → **4次精度Euler法 (not splitting法)**
 3. 粒子数の保存性 → **厳密に保存**
 4. 分布関数の正值性 → **数値リミッターで保証可能**

まとめ (2)

熱源駆動型乱流の運動論シミュレーション

- ・ 熱源駆動型乱流の運動論シミュレーションを行い、**非局所的な熱輸送が雪崩的に発生**していることが確認された。
- ・ 入力値を増加させても**帯状流のエネルギーは増加せず、全体のエネルギーに対する配分率が相対的に下がる**ことが明らかとなった。これによってCritical gradientが下方にシフトし、結果として温度分布の硬直化が起きると推測される(今後の課題)



勉強した文献 (1)

プラズマ・核融合学会誌(ジャイロ運動論)

ジャイロ運動論

「ジャイロ運動論」

洲鎌 英雄, VOL.79, No.2, p.107-p.120

微視的乱流シミュレーション

「微視的乱流シミュレーションとは」

渡邊 智彦, 洲鎌 英雄, VOL.81, No.7, p.534-p.546

「微視的乱流のシミュレーション」

井戸村 泰宏, VOL.81, No.8, p.581-p.592

「微視的乱流のVlasovシミュレーション」

渡邊 智彦, VOL.81, No.9, p.686-p.697

「微視的乱流シミュレーションにおける将来に向けての課題」

渡邊 智彦, 洲鎌 英雄, 井戸村 泰宏, VOL.81, No.9, p.698-p.702

勉強した文献 (2)

プラズマ・核融合学会誌(数値計算)

プラズマ計算機シミュレーション入門

「粒子シミュレーションの基礎」

内藤 裕志, VOL.74, No.5, p.470-p.478

「静電粒子シミュレーション」

石黒 静児, VOL.74, No.6, p.591-p.597

「磁場の変動を含む相対論的な
粒子シミュレーション」

大澤 幸治, VOL.74, No.7, p.591-p.597

「大きな時空間スケールでの粒子シミュレーション」

堀内 利得 VOL.74, No.8, p.836-p.843

「MHDシミュレーションの基礎」

草野 完也 VOL.74, No.9, p.1030-p.1039

高速プラズマ流と衝撃波の研究事始め

「高速プラズマ流を伴う計算機シミュレーションの基礎」

三好 隆博, 草野 完也, VOL.83, No.3, p.228-p.240

勉強した文献 (3)

プラズマ・核融合学会誌(輸送現象)

誰にでもわかるトーラスプラズマの輸送現象

磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーション研究の最近の進展

「異常輸送のシミュレーション研究」

矢木 雅敏, 井戸村 泰宏, 渡邊 智彦, VOL.77, No.6, p.525-p.535

「高エネルギー粒子, 新古典輸送シミュレーション研究」

岡本 正雄, 濱松 清隆, 村上 定義, 中島 徳嘉, VOL.77, No.6, p.536-p.546

「磁気流体现象と運動論的効果」

内藤 裕志, 松本 太郎, 藤堂 泰, 堀内 利得, VOL.77, No.6, p.547-p.556