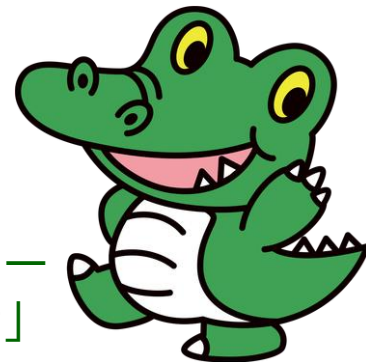


ファクトリアルキュムラント を用いた 初期キュムラントの解析

北沢正清（阪大理）

MK, to appear soon

大阪大学公式キャラクター
「ワニ博士」



イベント毎ゆらぎ



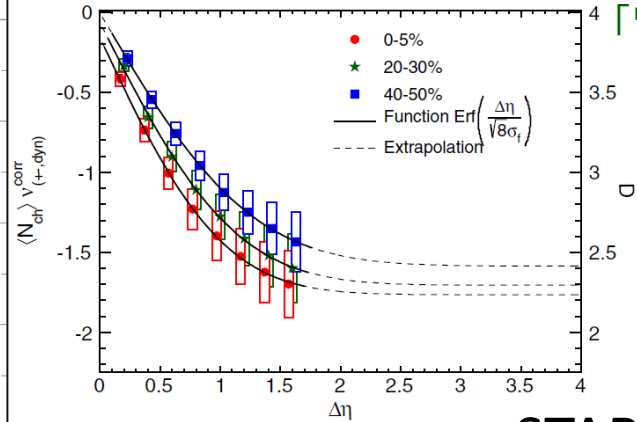
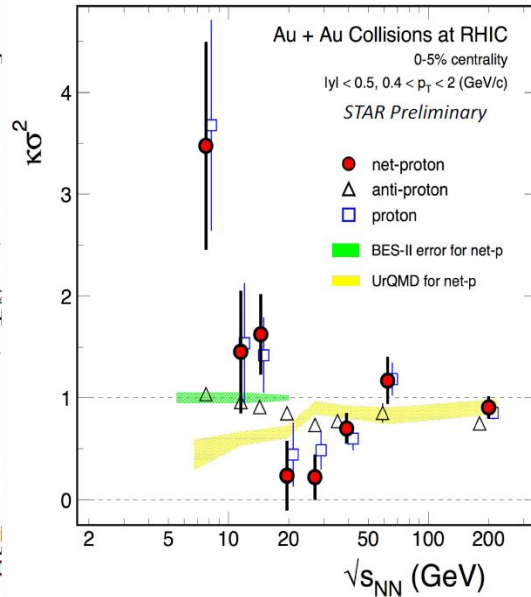
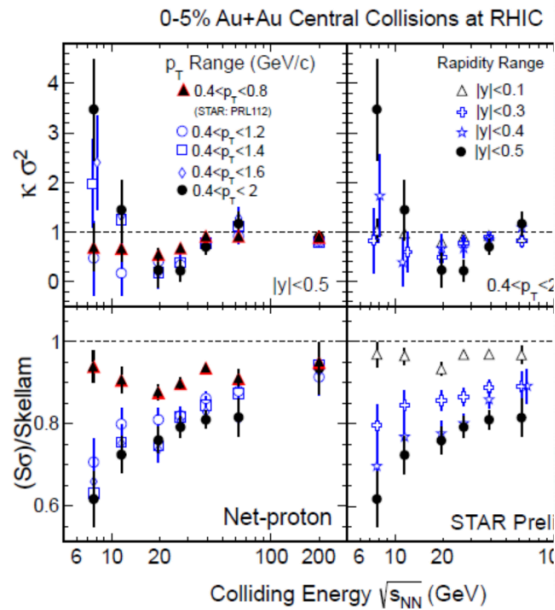
大阪大学
公式キャラクター
「ワニ博士」

STAR ('15)

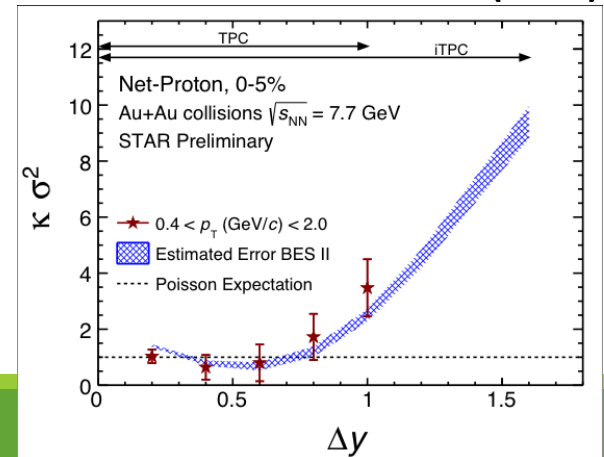
STAR ('17)

ALICE ('13)

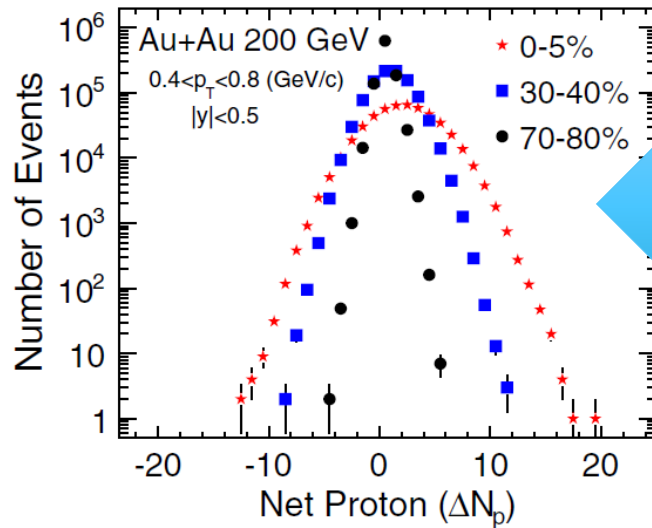
STAR ('15)



- 高次ゆらぎ = 非ガウス性
- QCD臨界点探索の切り札
- 活発な実験的観測



キュムラント = ゆらぎを特徴づける便利な量



$$\langle N^m \rangle_c$$

$$\langle N \rangle_c = \langle N \rangle$$

$$\langle N^2 \rangle_c = \langle \delta N^2 \rangle$$

$$\langle N^3 \rangle_c = \langle \delta N^3 \rangle$$

キュムラントの有用性

- 2次キュムラント = 分散
- 平衡状態のキュムラントは示量変数
- 熱力学関数と直結、微分による解釈 Asakawa, Ejiri, MK, '09
- ガウス：3次以上ゼロ / ポアソン：全次数等しい



大阪大学
公式キャラクター
「ワニ博士」

最近、

ファクトリアルキュムラント

と呼ばれる量がにわかに注目されている。



Cumulants and Correlation Function

- Higher order cumulants are more sensitive to the correlation lengths

$$C_2 = \langle (\delta N)^2 \rangle \sim \xi^2; \quad C_3 = \langle (\delta N)^3 \rangle \sim \xi^{4.5}; \quad C_4$$

M. A. Stephanov, Phys. Rev. Lett. 102, 032301 (2009); M. A. Stephanov, M. Asakawa, S. Ejiri and M. Kitazawa, Phys. Rev. Lett. 103, 262301 (2010)

- Relation between cumulants (C_n) and

$$\hat{K}_1 = C_1$$

$$\hat{K}_2 = C_2 - C_1^2$$

$$\hat{K}_3 = C_3 - 3C_2C_1 + 2C_1^3$$

$$\hat{K}_4 = C_4 - 6C_3C_1 + 11C_2^2 - 6C_1^4$$

$$\hat{K}_2 \propto \xi^2, \hat{K}_3 \propto \xi^{4.5}, \hat{K}_4$$

B. Ling, M. Stephanov, Phys. Rev. C 93, 034915 (2016); A. Bzdak, V. Koch, N. S. A. Bzdak, V. Koch, V. Skokov, arXiv:1612.05128

February 8, 2016

Roli Esha (UCLA)

R. Esha (STAR)

QM2017

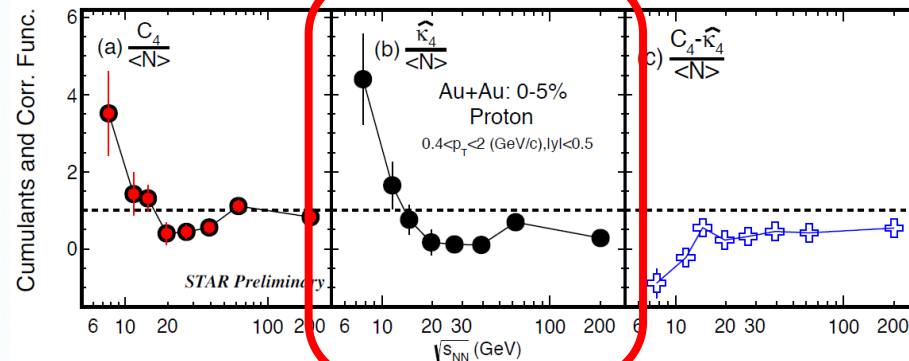


Ling, Stephanov ('16)
Bzdak, Koch, Strodhoff ('16)

参考:MK+('14), MK('15)



Contributions from Four-Particle Correlations



- Four-particle correlations contribute dominantly to the observed non-monotonicity.

February 8, 2016

Roli Esha (UCLA)

10



Fキュムラントとは何か？

$$\langle N \rangle_{fc} = \langle N \rangle_c$$

$$\langle N^2 \rangle_{fc} = \langle N(N-1) \rangle_c$$

$$\langle N^3 \rangle_{fc} = \langle N(N-1)(N-2) \rangle_c$$

$$\langle N^m \rangle_{fc} = \langle N(N-1)\cdots(N-m+1) \rangle_c$$

のようにキュムラントから定義される量

母関数を使っても定義可能

$$K_f(s) \equiv \ln \langle (1+s)^N \rangle = \sum_m \frac{s^m}{m!} \langle N^m \rangle_{fc}$$



大阪大学
公式キャラクター
「ワニ博士」

測って何が嬉しいのか①

Fキュムラント = 自明な相関を取り除いたキュムラント

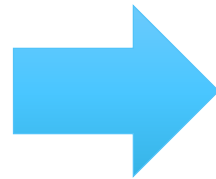
相関関数

$$C(x, y) = \langle \delta n(x) \delta n(y) \rangle$$



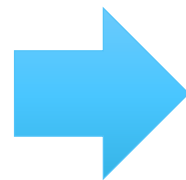
古典粒子系では

$$C(x, y) = C^*(x, y) + \langle n(x) \rangle \delta(x - y)$$



キュムラント

$$\langle N^2 \rangle_c = \int_{\Delta} dx dy C(x, y)$$



Fキュムラント

$$\langle N^2 \rangle_{fc} = \int_{\Delta} dx dy C^*(x, y)$$



- この関係は、古典粒子系でのみ成立
- 粒子種が変化する場合は、解釈が困難
- 結局、相関はどのように解析するのか？

測って何が嬉しいのか②

Dy依存性のベキ乗則

Ling, Stephanov, 2016

- m次ファクトリアルキュムラントは、 $Dy \rightarrow 0$ で、 $(Dy)^m$ に比例する。

$$\begin{aligned} \langle N^2 \rangle_{fc} &= \int_{\Delta} dx dy C^*(x, y) & \longrightarrow & \langle N^2 \rangle_{fc} = C_2^* \Delta^2 \\ \langle N^3 \rangle_{fc} &= \int_{\Delta} dx dy dz C^*(x, y, z) & \longrightarrow & \langle N^3 \rangle_{fc} = C_3^* \Delta^3 \end{aligned}$$

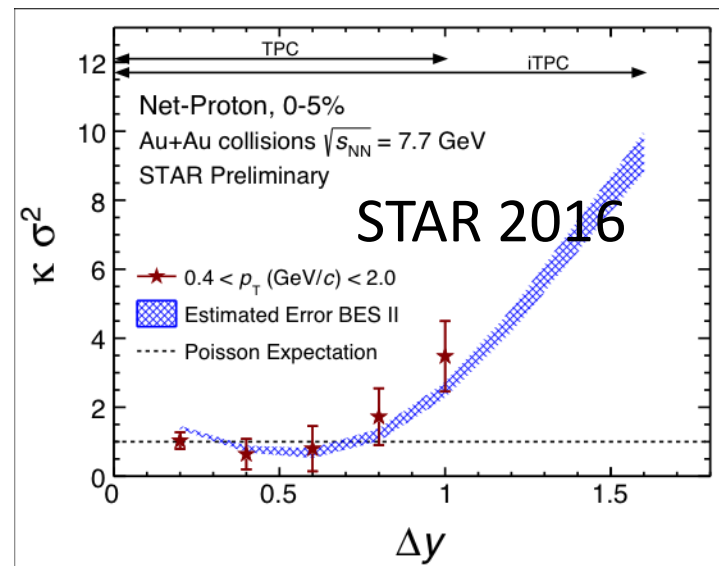
微少領域 Δ 内では c^* が
定数と見なせるから、



- ベキ乗則は、臨界点とは無関係
- So what??

これまでの議論の問題点

- Fキュムラントを使うメリットが見えない。
- キュムラントとFキュムラントが混乱して使われている。
- 誤った議論が散見される。
- 単一粒子種のFキュムラントのみしか議論されていない。



では、Fキユムラントは
不要なのか？

提案

ゆらぎの背後に（近似的）二項分布性が
介在する物理が隠されている場合、
Fキユムラントは著しく有用。



多変数系のFキュムラント

確率分布関数

$$P(N_1, N_2, \dots, N_M)$$

Fキュムラント

$$\langle N_a N_b N_c \rangle_{fc} = \left. \frac{\partial}{\partial s_a} \frac{\partial}{\partial s_b} \frac{\partial}{\partial s_c} K_f \right|_{s=1}$$

$$K_f = \ln \langle s_1^{N_1} s_2^{N_2} \dots s_M^{N_M} \rangle$$



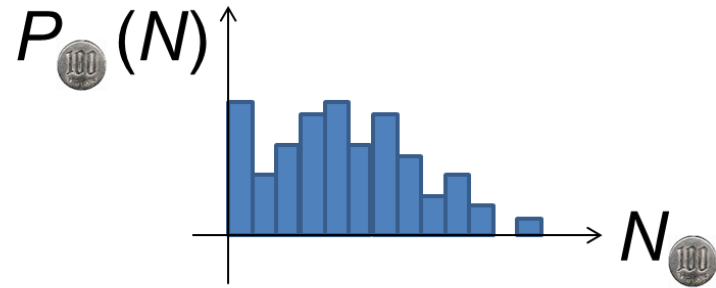
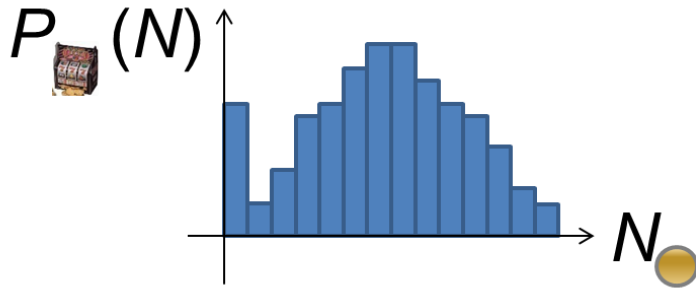
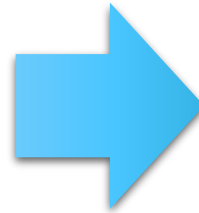
大阪大学
公式キャラクター
「ワニ博士」

□ 「自己相関を除いたキュムラント」の性質は保持

□ $\langle Q^m \rangle_{fc} \neq \langle Q(Q-1)\dots(Q-m+1) \rangle_c$

※Q: Nの線形結合

二項分布モデル



二項分布モデル

$$P_{\text{obs}}(n) = \sum_N B_p(n; N) P(N)$$

Fキュムラントの
関係式

$$\langle n^m \rangle_{\text{fc}} = \langle p^m N^m \rangle_{\text{fc}}$$

検出効率補正への応用

キュムラント検出効率補正小史

□ 最初の提案

MK, Asakawa ('12), Bzdak, Koch ('12)



2粒子種しか扱ってない



大阪大学
「ワニ博士」

□ Fモーメントを使った方法

Bzdak, Koch ('15), Luo ('15)



数値解析重すぎ



大阪大学
「ワニ博士」

□ キュムラント展開を使った方法

MK ('16)



手計算複雑すぎ



大阪大学
「ワニ博士」

□ **新しい提案** : Fキュムラントを使った方法

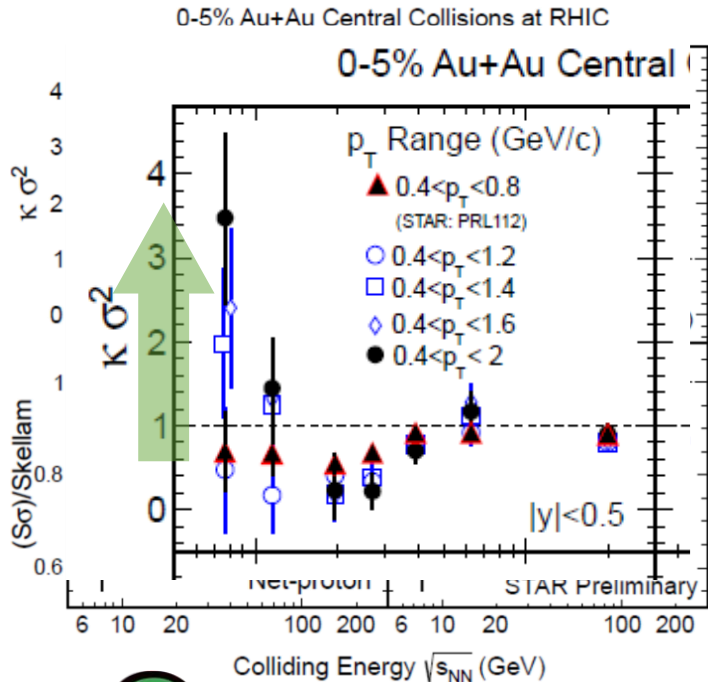
T. Nonaka, MK, Esumi, 1702.07106



手計算シンプル、かつ低数値コスト



運動量カット依存性



4次キュムラントが
 p_T 領域増加に伴い増大

➡ 臨界ゆらぎの観測？

粒子放出の独立性を仮定

$$\frac{\langle n^m \bar{n}^{\bar{m}} \rangle_{fc, p_T}}{\langle n \rangle_{p_T}^m \langle \bar{n} \rangle_{p_T}^{\bar{m}}} = \frac{\langle N^m \bar{N}^{\bar{m}} \rangle_{fc}}{\langle N \rangle^m \langle \bar{N} \rangle^{\bar{m}}}$$

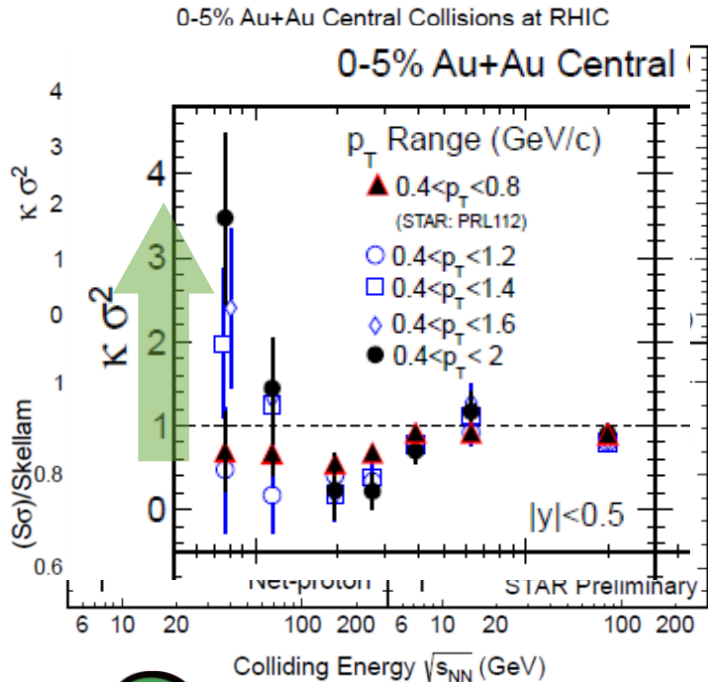
p_T 領域

全領域

- 粒子放出機構を実験的に検証可能
- 全領域のFキュムラントを再構築可能



運動量カット依存性



4次キュムラントが
 p_T 領域増加に伴い増大

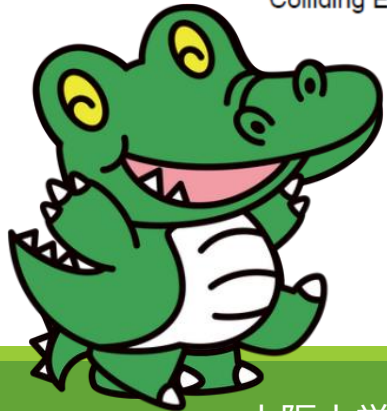
➡ 臨界ゆらぎの観測？

粒子放出の独立性を仮定

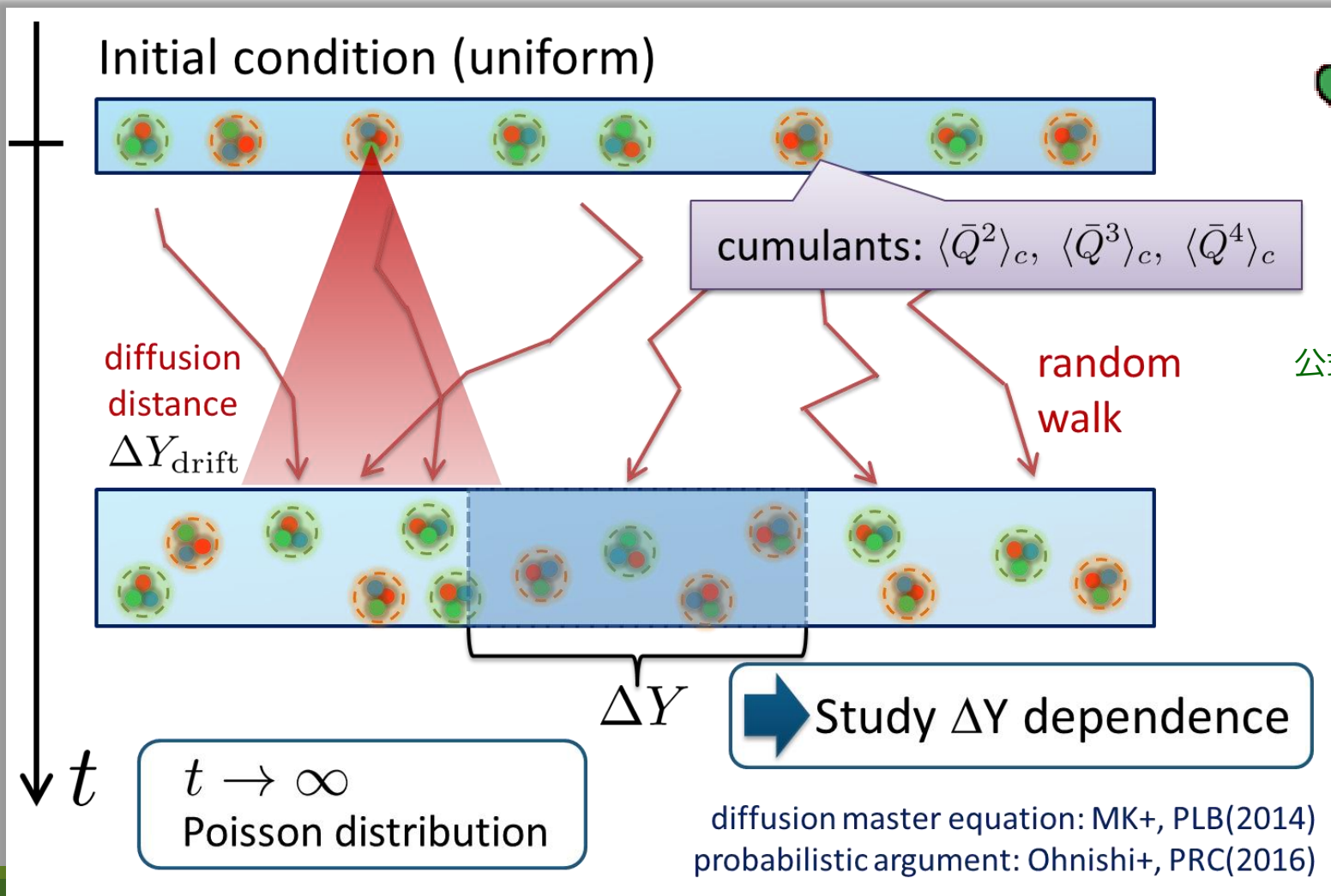
$$\frac{\langle n^m \bar{n}^{\bar{m}} \rangle_{fc, p_T}}{\langle n \rangle_{p_T}^m \langle \bar{n} \rangle_{p_T}^{\bar{m}}} = \frac{\langle N^m \bar{N}^{\bar{m}} \rangle_{fc}}{\langle N \rangle^m \langle \bar{N} \rangle^{\bar{m}}}$$

p_T 領域 全領域

- 粒子放出機構を実験的に検証可能
- 全領域のFキュムラントを再構築可能



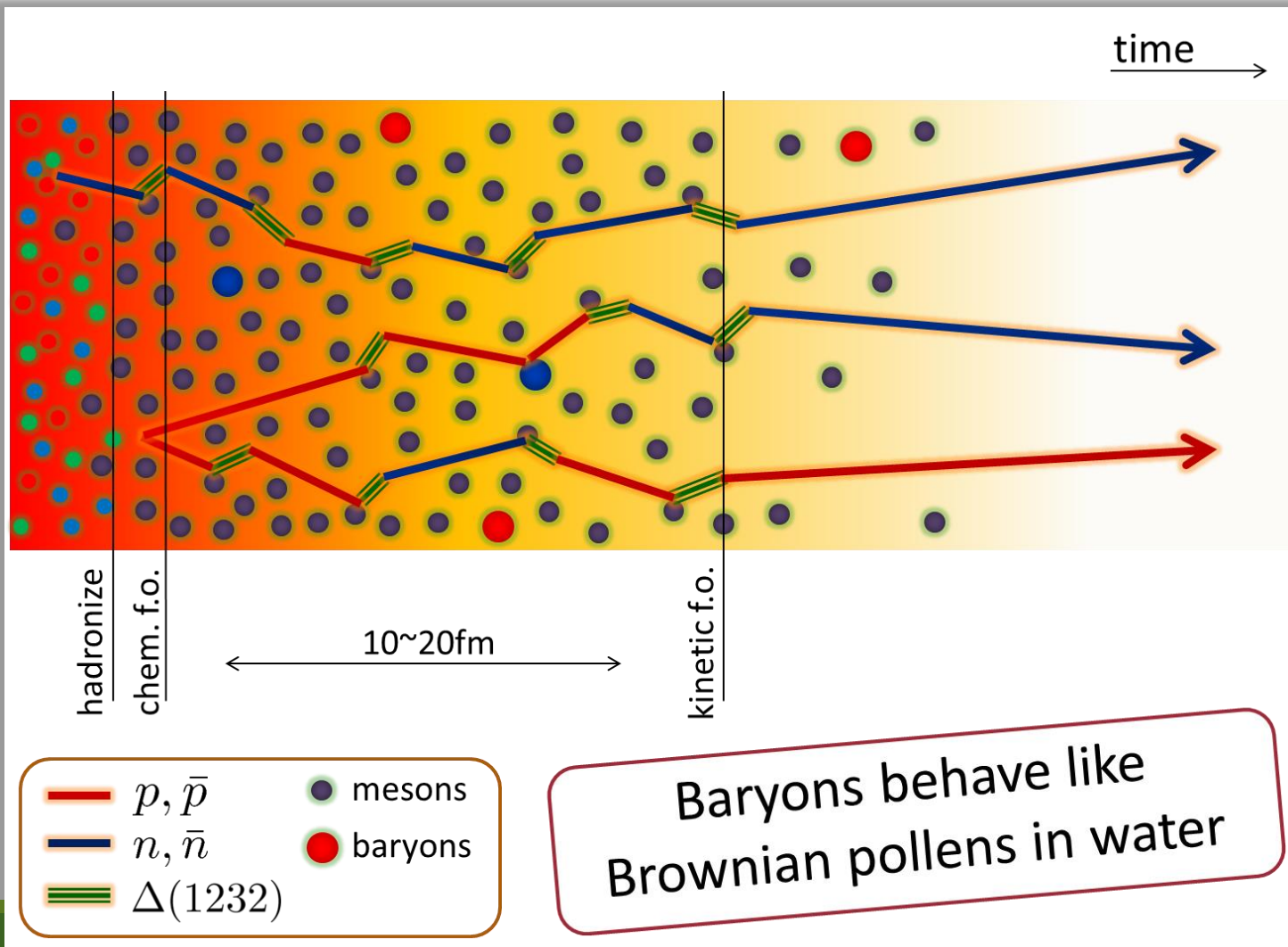
Dy依存性：独立拡散モデル



大阪大学
公式キャラクター
「ワニ博士」

diffusion master equation: MK+, PLB(2014)
probabilistic argument: Ohnishi+, PRC(2016)

Dy依存性：独立拡散モデル

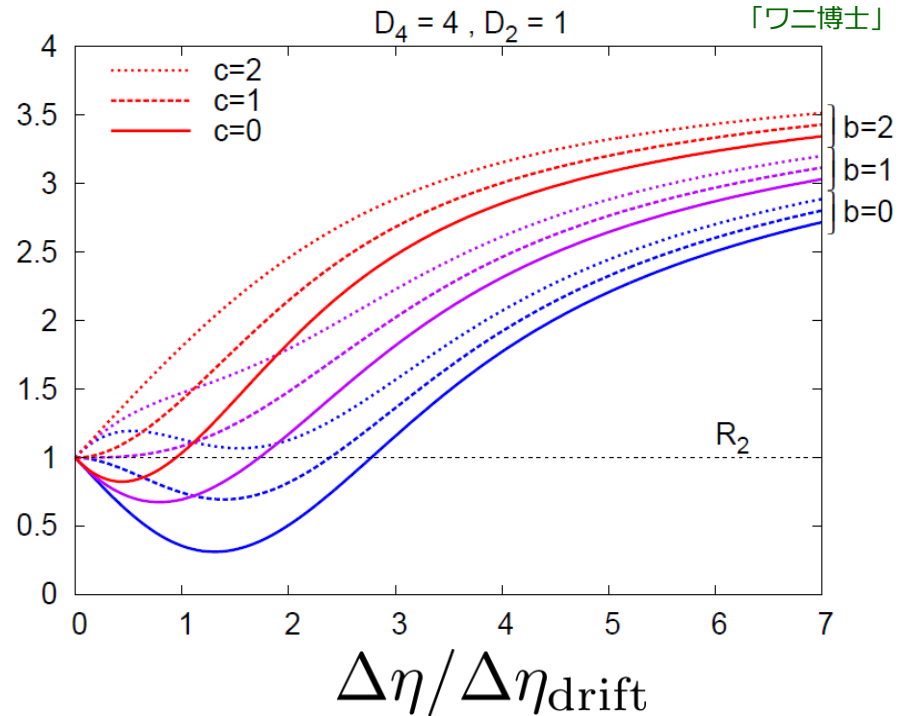
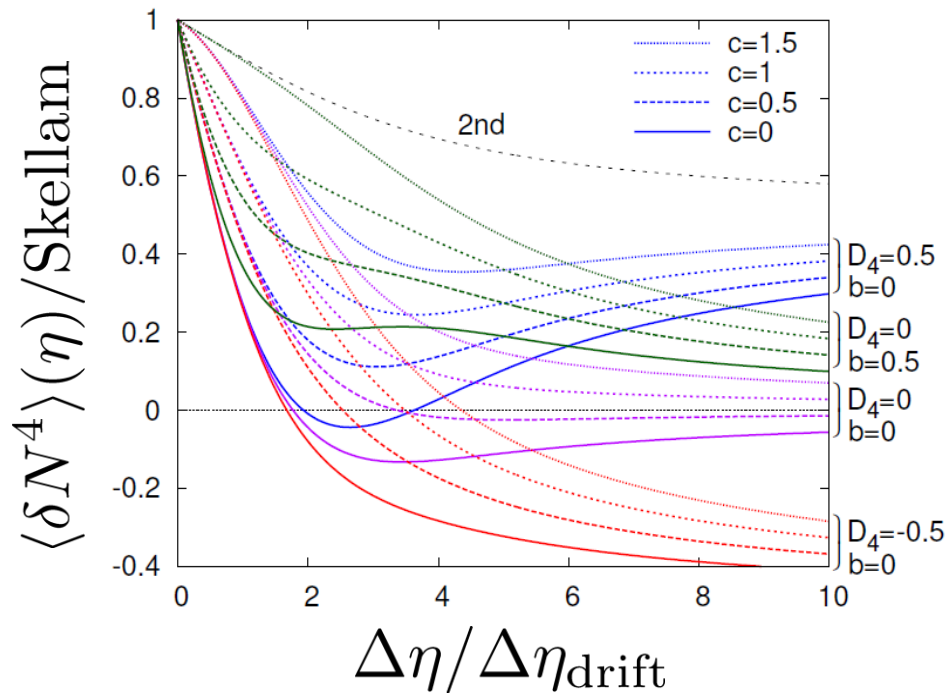


大阪大学
公式キャラクター
「ワニ博士」



Dy依存性：キュムラント

大阪大学
公式キャラクター
「ワニ博士」



- 終状態高次キュムラントは、初期条件に応じて振舞いに変化
- Dy依存性から、初期ゆらぎの情報が引き出せるはず

ファクトリアルキュムラント

$$\langle n^m \bar{n}^{\bar{m}} \rangle_{fc} = \kappa_{m\bar{m}} \Delta y F_{m+\bar{m}}(\Delta y/d)$$

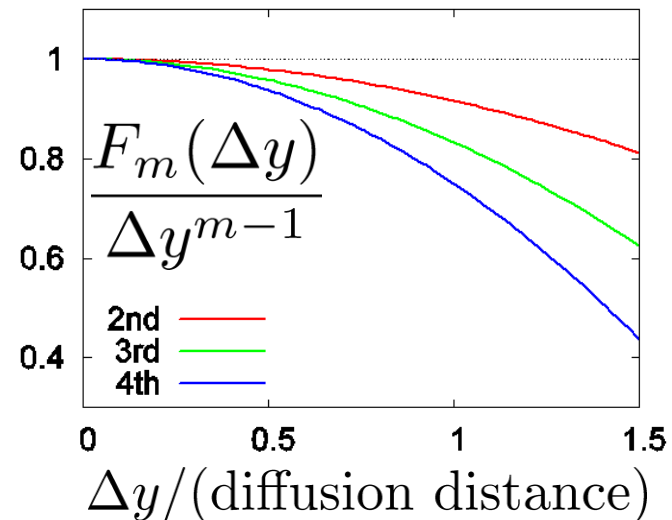
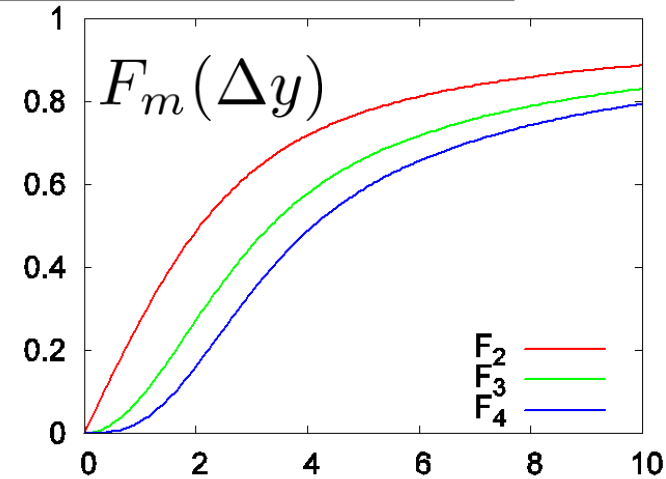
- FキュムラントのDy依存性は、 $m+\bar{m}$ のみで決まる
- 係数は初期Fキュムラント



- 独立拡散モデルの検証
- 初期Fキュムラントの決定



- 初期キュムラントの決定



まとめ

- ファクトリアルキュムラントは多粒子種系に拡張可能。
- Fキュムラントそれ自身は明快な物理的意味を持たない。
- ゆらぎの背後に二項分布に関連した機構が内在する場合に、Fキュムラントは有用な役割：
 - 二項分布性（多くは粒子間の無相関性）の検証
 - 喪失した情報の復元
- Fキュムラントの新しい利用法の提案
 - 簡便かつ高効率な検出効率補正
 - 運動量領域依存性
 - Dy依存性を利用した初期ゆらぎの構築

MK, to appear soon

